



**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ**

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

**ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ**

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**KONSTRUKCE MOTORIZOVANÉHO VÝMĚNÍKU FILTRŮ  
PRO TOMOGRAFICKÝ SYSTÉM RIGAKU NANO3DX**

CONSTRUCTION OF MOTORIZED FILTER CHANGER FOR TOMOGRAPHIC SYSTEM RIGAKU NANO3DX

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

BACHELOR'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

**LUKÁŠ MALEČEK**

**VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

**Ing. TOMÁŠ ZIKMUND, Ph.D.**

**BRNO 2021**



# Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Lukáš Maleček**  
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství  
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie  
Vedoucí práce: **Ing. Tomáš Zikmund, Ph.D.**  
Akademický rok: 2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

## **Konstrukce motorizovaného výměníku filtrů pro tomografický systém Rigaku Nano3DX**

### **Stručná charakteristika problematiky úkolu:**

V rentgenové počítačové tomografii se upravuje generované rentgenové spektrum prostřednictvím kovových překážek (filtrů), které se vkládají buď před rentgenovou trubici nebo detektor. Cílem je eliminovat tomografické artefakty jako tvrdnutí svazku nebo rozptyl a zlepšit tak kvalitu výsledných tomografických dat. V případě systému Nano3DX, který je vybaven unikátní dvou materiálovou anodou, se výměna filtrů požaduje za účelem dosažení vhodných dat pro duálně–energiovou tomografii. V obou případech chybí motorizované řešení, které by urychlilo proces nastavování měření a nahradilo by stávající manuální výměnu.

### **Cíle bakalářské práce:**

- seznámit se s počítačovou tomografií a konkrétně se systémem Rigaku Nano3DX
- studovat a simulovat rentgenové spektrum s použitím vybraných filtrů
- zmapovat možnosti umístění výměníku filtrů ve stávajícím přístroji
- navrhnout konstrukci výměníku
- vyrobit funkční vzorek a instalovat do přístroje
- testovat a vyhodnotit použitelnost

### **Seznam doporučené literatury:**

KAK, Avinash C. a Malcolm SLANEY, 2001. Principles of Computerized Tomographic Imaging. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics. Classic in Applied Mathematics. ISBN 978-0-898714-94-4.

HSIEH, Jiang. Computed tomography: principles, design, artifacts, and recent advances. 2nd. ed. Hoboken, N.J.: Bellingham, Wash: Willey Interscience ; SPIE Press, 2009. 574 s. ISBN 978-0-4-0-56353-3

STOCK, Stuart R. Microcomputed tomography: methodology and applications. Boca Raton: CRC Press, 2009. 331 s. ISBN 978-1-4200-5876-5

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.  
děkan fakulty



## **Abstrakt**

Rentgenová výpočetní tomografie je technika, která v dnešní době nachází široké uplatnění. Prvotní využití této techniky bylo zejména v lékařské diagnostice. Postupem času ovšem docházelo k vylepšování dosažitelných přesností, a proto nachází dnes počítačová tomografie uplatnění i v průmyslu. Jedná se o nedestruktivní metodu trojrozměrného zobrazení vnitřních struktur zkoumaných objektů. Kvalitu výsledných CT dat ovlivňuje hned několik faktorů. Jedním z nich jsou vlastnosti rentgenového záření, které pro měření využíváme. Vlastnosti rentgenového záření jsme schopni částečně měnit a tím získat kvalitnější CT data, bez výskytu některých tomografických artefaktů. Hlavním způsobem změny vlastností generovaného rentgenového záření je tzv. přídavná filtrace. Tato práce se zabývá studiem spekter rentgenového záření, na jejichž základě jsou optimalizovány filtry rentgenového záření, pro dosažení co nejefektivnější filtrace. Hlavním cílem této bakalářské práce je také konstrukce a výroba motorizovaného výměníku těchto filtrů, jehož účelem je urychlení procesu nastavování celého CT měření a rozvoj nových technik výpočetní tomografie.

## **Summary**

X-ray computed tomography is a technique that finds widespread application nowadays. The initial use of this technique was mainly in medical diagnostics. The achievable accuracy of this technique has been progressively improved so much that today the computed tomography finds applications even in the field of industry. It is a non-destructive method of three-dimensional imaging of the internal structures of the examined objects. The quality of the resulting CT data is influenced by several factors. One of these factors is the property of X-rays, which we use for measurements. We are able to partially alter the properties of X-rays and thus obtain higher quality CT data, without the occurrence of some tomographic artifacts. The main way how we can change the properties of the generated X-rays is called additional filtration. This work deals with the study of X-ray spectra, based on which X-ray filters are optimized, to achieve the most efficient filtration. The main aim of this bachelor thesis is also the construction and production of a motorized changer of these filters, which should cause the speeding up the process of setting the whole CT measurement and allow the development of new computed tomography techniques.

## **Klíčová slova**

výpočetní tomografie, rentgenové záření, simulace spekter rentgenového záření, filtrace rentgenového záření, motorizovaný výměník filtrů

## **Keywords**

computed tomography, X-Ray, simulations of X-Ray spectra, filtration of X-Ray, motorized filter changer

MALEČEK, L. Konstrukce motorizovaného výměníku filtrů pro tomografický systém Rigaku Nano3DX. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2021. 57 s. Vedoucí Ing. Tomáš Zikmund, Ph.D.



Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci Konstrukce motorizovaného výměníku filtrů pro tomografický systém Rigaku Nano3DX vypracoval samostatně, pod vedením Ing. Tomáše Zikmunda, Ph.D., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Lukáš Maleček



Chtěl bych poděkovat vedoucímu této bakalářské práce Ing. Tomáši Zikmundovi, Ph.D., za cenné rady při vypracovávání práce. Zároveň bych chtěl velice poděkovat Ing. Jakubovi Šalplachtovi, za jeho vždy konstruktivní připomínky, pečlivé vysvětlování a velmi pohotové jednání. Dále bych chtěl poděkovat společnosti Rigaku za poskytnuté materiály. Děkuji také spolužákům a kamarádům za jejich vždy ochotnou pomoc. Velký dík patří také celé mé rodině, za jejich neuvěřitelnou podporu během celého mého studia.

Lukáš Maleček



# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1 Princip počítačové tomografie</b>	<b>3</b>
1.1 Rentgenové záření a jeho produkce . . . . .	3
1.2 Interakce rentgenového záření s látkou . . . . .	5
1.2.1 Fotoelektrický jev . . . . .	7
1.2.2 Comptonův rozptyl . . . . .	7
1.2.3 Rayleighův rozptyl . . . . .	8
1.3 Detekce rentgenového záření . . . . .	9
1.4 Akvizice tomografických dat . . . . .	10
1.5 Tomografická rekonstrukce . . . . .	11
1.6 Tomografické artefakty . . . . .	11
<b>2 Spektrum rentgenového záření a jeho úprava</b>	<b>13</b>
2.1 Generace charakteristického a brzdného záření . . . . .	13
2.1.1 Brzdné záření . . . . .	14
2.1.2 Charakteristické záření . . . . .	14
2.2 Rentgenové spektrum a faktory ovlivňující jeho vlastnosti . . . . .	15
2.2.1 Materiál anody . . . . .	16
2.2.2 Urychlovací napětí . . . . .	17
2.2.3 Generátor napětí . . . . .	18
2.2.4 Proud rentgenky . . . . .	19
2.2.5 Úhel anody . . . . .	19
2.2.6 Filtrace rentgenového spektra . . . . .	19
2.3 Komerčně dostupné automatické výměníky filtrů . . . . .	21
2.4 Simulační programy . . . . .	23
<b>3 Praktická část</b>	<b>24</b>
3.1 Rigaku Nano 3DX . . . . .	24
3.2 Simulace spekter rentgenového záření používaných v Rigaku Nano 3DX . .	26
3.2.1 Spektra nefiltrovaných RTG záření . . . . .	27
3.2.2 Optimalizace filtračních materiálů a jejich tloušťek . . . . .	29
3.2.3 Praktické hodnocení vlivu filtrace RTG spektra . . . . .	31
3.3 Konstrukce motorizovaného výměníku . . . . .	36
3.3.1 Požadované parametry výměníku . . . . .	36
3.3.2 Hlavní součásti výměníku . . . . .	37
3.3.3 Umístění výměníku . . . . .	39
3.3.4 Výroba prvního prototypu . . . . .	41
3.3.5 Elektronické zapojení a ovládání výměníku . . . . .	41
3.3.6 Testování motorizovaného výměníku . . . . .	43
3.3.7 Porovnání s komerčními výměníky . . . . .	48
<b>Závěr</b>	<b>49</b>
<b>Literatura</b>	<b>50</b>

<b>Seznam použitých zkratk</b>	<b>55</b>
<b>Seznam příloh</b>	<b>57</b>



# Úvod

Již na konci 19. století objevil W. Röntgen záření tzv. paprsků X. Tímto objevem umožnil vznik několika odvětvím, mezi které se bez pochyb řadí i počítačová tomografie. Konkrétně této technice položil matematické základy rakouský matematik J. Radon již na počátku 20. století. Dnes jsou tyto jeho poznatky nazývány tzv. Radonovou transformací [2]. Radon ovšem nepředpokládal využití jeho poznatků právě v počítačové tomografii. Tento krok učinili až později v 70. letech 20. století, nezávisle na sobě, fyzikové A. M. Cormac a N. Hounsfield, kteří tak velmi významně přispěli ke vzniku 3D-tomografických přístrojů. Za tento počín byly oba vyznamenáni Nobelovou cenou. Tato technika je dodnes nepostradatelná v lékařské praxi. [1, 2]

Jedná se o nedestruktivní metodu, umožňující trojrozměrně zobrazit vnitřní strukturu zkoumaných objektů, jež byla začátkem 90. let 20. století v rostoucí míře využívána i v průmyslu. [2] Uplatnění našla zejména při kontrole technických objektů, kde se kontroloval zejména výskyt nežádoucích vad. Využití průmyslových zařízení se ovšem od lékařských CT přístrojů v principu liší. V průmyslové počítačové tomografii jsou například vyšší požadavky na získané rozlišení a přesnost. Díky tomu, že na vzorky zkoumané průmyslovými tomografy nemá rentgenové záření negativní vliv, je možné pracovat s mnohem vyššími intenzitami rentgenového záření, než je tomu v případě lékařských CT zařízení [2].

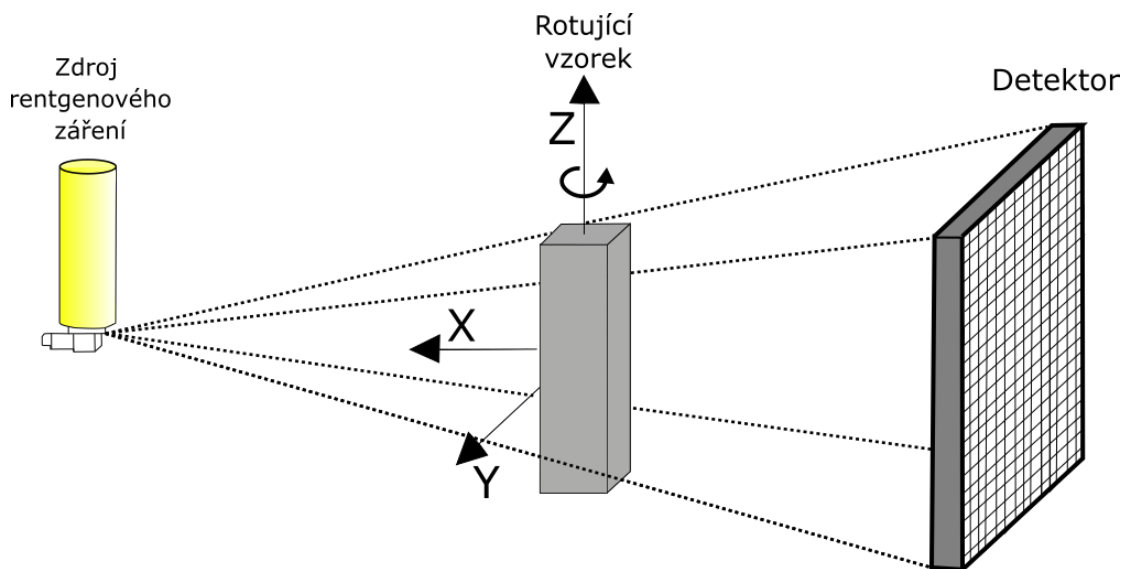
Po zahájení tomografického měření dochází nejprve ke generaci rentgenového záření. Tento typ elektromagnetického záření vzniká v rentgenové trubici, kde dochází k interakci vysoce urychlených elektronů s anodou. Při tomto ději dochází k tvorbě brzdné a charakteristické složky rentgenového záření, které společně tvoří jeho výsledné spektrum. Tvar tohoto spektra ovlivňuje hned několik faktorů, mezi které se řadí například velikost urychlovacího napětí mezi katodou a anodou nebo materiál, ze kterého je anoda vyrobena. Změny spektra, které tyto faktory ovlivňují většinou rozlišujeme na kvalitativní a kvantitativní. Tyto změny se projevují jak odlišným tvarem výsledného spektra, tak jeho vlastnostmi vzhledem k celkovému CT měření. Jedním z významných faktorů, ovlivňujících spektrum kvalitativně i kvantitativně, je také tzv. přídavná filtrace. Ta se provádí pomocí velmi tenkých kovových plíšků, které jsou vloženy hned za zdroj rentgenového záření. Výsledkem této přídavné filtrace je odstranění nízkoeenergetické části rentgenového spektra, čímž zvýšíme celkovou střední energii záření. Jedním z důvodů této filtrace je, mimo jiné, odstranění těch tomografických artefaktů, které jsou způsobeny právě přítomností nízkoeenergetické části spektra, např. artefakt tvrdnutí svazku. [1, 11]

První kapitola této bakalářské práce je věnována obecnému principu rentgenové počítačové tomografie a popisu funkcí jednotlivých částí každého tomografického přístroje. Obsahem druhé kapitoly je bližší studium rentgenového záření a jeho spekter. V poslední kapitole se již tato práce zabývá experimentální částí, která se sestávala zejména ze dvou hlavních úkolů. Prvním z nich je simulace spekter rentgenového záření používaných v tomografickém systému Rigaku Nano 3DX. Druhý se poté věnuje konstrukci motorizovaného výměníku filtrů pro toto tomografické zařízení, kde bylo cílem navrhnout a vyrobit funkční prototyp, jenž by minimalizoval počet úkonů, které musí uživatel tohoto zařízení vykonat. Urychlil by celkový proces měření a napomohl by rozvoji nových technik využívaných v průmyslové počítačové tomografii. V případě přístroje Rigaku Nano 3DX se pak zejména jedná o rozvoj techniky Duálně-energievého CT, která pro měření využívá dvě energeticky rozdílná rentgenová spektra.



# 1. Princip počítačové tomografie

Rentgenová výpočetní tomografie (CT) je zobrazovací metoda, sloužící k 3D zobrazení vnitřních struktur různých objektů, bez jejich porušení. Princip této metody spočívá v prozařování objektů svazkem rentgenového záření. Detekcí intenzity tohoto prošlého záření získáváme 2D projekce zkoumaného objektu. Získáním velkého množství projekcí z různých úhlů a jejich následnou rekonstrukcí získáváme 3D obrazová data. Tato metoda je velice využívána ve zdravotnictví, kde umožňuje například odhalení nádorových onemocnění [3]. Při tomto vyšetření leží pacient ve stabilní pozici a kolem něj se otáčí zdroj rentgenového záření spolu s jeho detektorem. Tato práce se ovšem zabývá průmyslovou výpočetní tomografií, která se od lékařské výpočetní tomografie odlišuje zejména pozicí vzorku a dobou měření. Při průmyslovém CT měření jsou zdroj a detektor rentgenového záření umístěny ve stabilní pozici a měřený vzorek je umístěn na rotační osu, která se po celou dobu měření otáčí. Zatímco ve zdravotnictví trvá měření několik sekund, v průmyslové tomografii může měření probíhat i několik hodin. Schématické znázornění průmyslového CT zařízení je na obrázku č. 1.1. Tato kapitola se zabývá hlavními součástmi CT přístrojů a procesy, které během tomografického měření postupně nastávají.



Obrázek 1.1: Schéma průmyslového CT

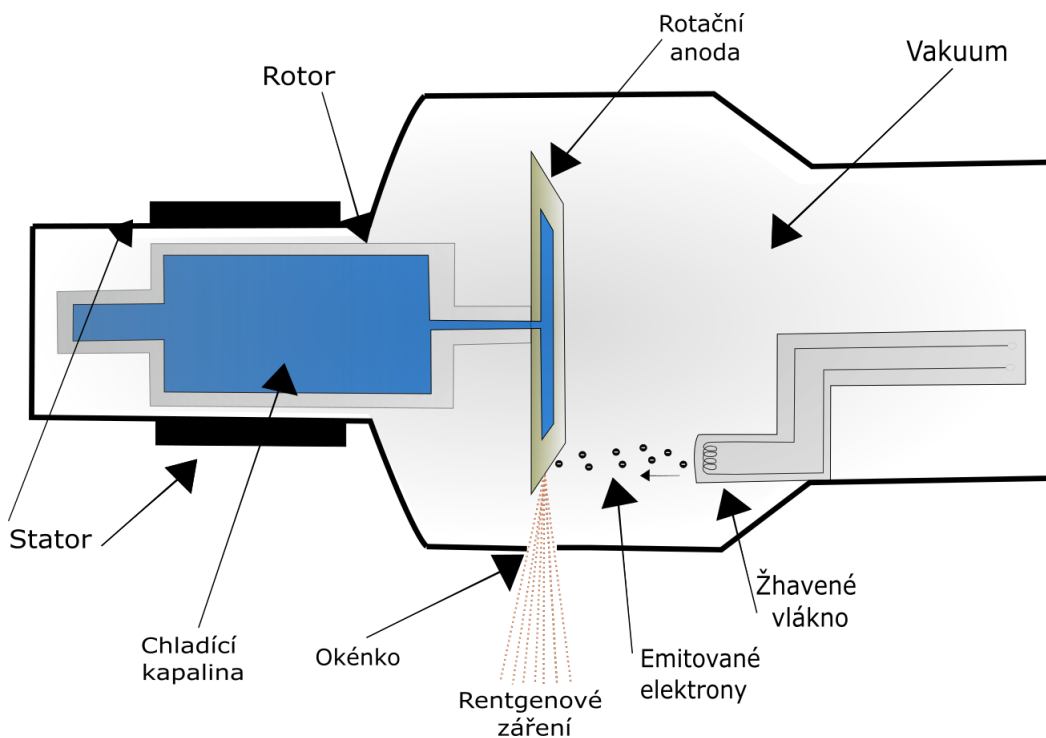
## 1.1. Rentgenové záření a jeho produkce

Rentgenové záření je, stejně jako například infračervené, nebo ultrafialové, jedním z druhů elektromagnetického záření. Rozlišujeme je od sebe jejich rozdílnou vlnovou délkou  $\lambda$ , pomocí které jsme zároveň schopni určit i energii fotonů daného typu záření. Vlnová délka rentgenového záření se řádově pohybuje v rozpětí od jednotek nanometrů do jednotek pikometrů. Energie jednotlivých fotonů  $E$  je popisována následujícím vztahem [4]:

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (1.1)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta ( $6,63 \times 10^{-34}$  J·s) a  $c$  označuje rychlost světla ( $3 \times 10^8$  m·s<sup>-1</sup>) [4].

Tento druh elektromagnetického záření je možné vytvořit v rentgenové trubici (dále pouze rentgenka). Mezi hlavní části rentgenky patří záporně nabitá katoda a kladně nabitá anoda, které jsou uzavřeny ve vakuu [5]. Schéma rentgenky je znázorněno na obrázku č. 1.2.



Obrázek 1.2: Schéma rentgenky

V rentgence dochází ke žhavení katody, což způsobuje zvýšení kinetické energie elektronů v jejím materiálu. Jakmile kinetická energie elektronů překročí tzv. vazebnou energii materiálu, dochází k jejich termoemisi. Proudová hustota emitovaných elektronů se řídí Richardson-Dushmanovým vztahem [5, 6]:

$$J = AT^2 e^{-W/kT}, \quad (1.2)$$

$$A = \frac{4\pi m k^2 q}{h^3}, \quad (1.3)$$

kde  $A$  je materiálově závislá Richardsonova konstanta,  $T$  je teplota žhaveného vlákna,  $W$  je výstupní práce materiálu a  $k$  je Boltzmannova konstanta ( $1,38 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$ ),  $m$  a  $q$  jsou představují hmotnost a náboj elektronu [5]. Z rovnice č. 1.2 je zřejmé, že materiál, ze kterého je vlákno zhotoveno, musí mít nízkou výstupní práci a vysoký bod tání. Z těchto důvodů bývá často využívaným materiálem wolfram. Výsledek, který získáme dosazením do této rovnice, je teoretickým maximem, které daná katoda dokáže produkovat. Ve skutečnosti se tato hodnota mírně odlišuje v závislosti na okolních podmínkách, jakou je například hodnota prostorového náboje.

Emitované elektrony jsou následně silným elektrickým polem urychlovány směrem k anodě. Naprostá většina jejich celkové kinetické energie (99 %) se při dopadu na anodu

přemění na teplo [7]. Z tohoto důvodu musí být anoda velice dobře chlazená. Chlazení anody se v průmyslových CT přístrojích provádí většinou kombinací rotace anody a aktivního chlazení. V průběhu dopadání urychlených elektronů se anoda otáčí kolem své vlastní osy a tím se vzniklé teplo lépe rozprostře do celého jejího povrchu. Konstruktivním řešením je uvnitř anody zajištěno také aktivní chlazení protékající kapalinou, která vznikající teplo odvádí pryč [7].

Urychlené elektrony dopadající na anodu bývají soustředěny do jednoho místa. Toto ohnisko (z anglického „focal spot“), respektive jeho velikost (FSS - z anglického „focal spot size“), velmi ovlivňuje prostorové rozlišení výsledných obrazových dat. Pro získání ideálního rozlišení by ohnisko muselo být bodové. Ovšem z důvodu extrémního zahřívání je nutné, aby elektrony dopadající na anodu nebyly soustředěny do bodového ohniska, ale do malého ohniska konečné velikosti [5]. Na základě velikosti tohoto ohniska se průmyslové CT rozdělují na makro CT ( $FSS > 0,1 \text{ mm}$ ), mikro CT ( $FSS < 100 \mu$ ), nano CT ( $FSS < 1 \mu$ ) [5].

Po dopadu vysoce energetických elektronů na anodu dojde k proniknutí do vnitřních vrstev materiálu, ze kterého je anoda zhotovena. Obecně dochází ke třem typům interakce, které budou popsány v kapitole č. 2. Vlivem Coulombických sil nastane prudká změna vektoru rychlosti, což podle Maxwellových zákonů elektrodynamiky vede k emisi postupného vlnění elektrického a magnetického pole [7]. Tímto procesem dochází k tvorbě brzdné a charakteristické složky rentgenového záření (opět blíže popsáno v kapitole č. 2). Energie vzniklého rentgenového záření, vypočítaná vztahem č. 1.1, je nejčastěji vyjádřena v jednotkách elektronvoltů (eV) [4]. V této hodnotě je pak explicitně vyjádřeno, jaké napětí bylo použito k urychlování elektronů směrem k anodě.

Rentgenové záření opouští rentgenku skrze tzv. okénko. To bývá nejčastěji vyrobeno z beryllia, jelikož tento materiál má nízký absorpční koeficient (umožňuje průchod rentgenového záření téměř bez změny jeho intenzity), ale zároveň je dostatečně pevný na to, aby dokázal udržet vakuum uvnitř rentgenky [8].

## 1.2. Interakce rentgenového záření s látkou

Velmi významnou vlastností rentgenového záření je jeho schopnost prostupovat látkami. Při průchodu danou látkou dochází k zeslabení intenzity původního záření. Tento jev ovlivňují zejména dva faktory.

Prvním faktorem ovlivňujícím průchod rentgenového záření látkou je jeho energie. Výpočet této energie je v předchozí kapitole zapsán vztahem č. 1.1. Na základě jeho energie rozlišujeme rentgenové záření na měkké, s delší vlnovou délkou, a tvrdé, které má kratší vlnovou délku a je pronikavější [5, 1].

Druhým faktorem je atomární vlastnost prozařovaného materiálu a jeho tloušťka. Pro monochromatické záření platí tzv. Lambertův-Beerův zákon, který můžeme vyjádřit následujícím vztahem [5]:

$$I = I_0 e^{-(\tau + \sigma + \sigma_r)L}, \quad (1.4)$$

kde  $I$  označuje intenzitu po průchodu látkou,  $I_0$  označuje intenzitu záření generovanou rentgenovým zdrojem,  $\tau$  je koeficient fotoelektrického jevu,  $\sigma$  je koeficient Comptonova rozptylu,  $\sigma_r$  je koeficient nekoherentního Rayleighova rozptylu a  $L$  označuje tloušťku prozařovaného materiálu [5]. Z tohoto vztahu tedy plyne, že intenzita záření, které projde materiálem klesá exponenciálně s výše uvedenými koeficienty a tloušťkou materiálu. Fyzikální procesy, které jsou v této rovnici zahrnuty pomocí koeficientů budou popsány níže. Tento vztah se dá také zapsat do jednoduššího tvaru:

$$I = I_0 e^{-\mu L}, \quad (1.5)$$

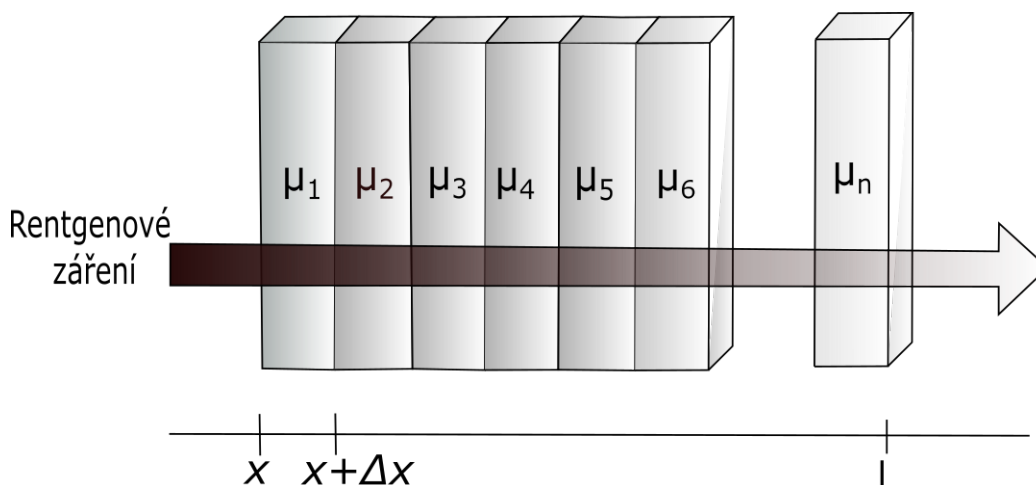
kde  $\mu$  je lineární koeficient útlumu (absorbce). [4] Tento vztah ovšem platí pouze v případě, že materiál, který prozařujeme monochromatickým zářením, je homogenní. S takovým případem se ve skutečnosti prakticky nesetkáme, a proto je nutné tuto rovnici upravit do tvaru 1.6, který nám umožní spočítat intenzitu i pro nehomogenní materiál [4, 5]:

$$I(L) = I_0 e^{-\int_0^L \mu(x) dx}. \quad (1.6)$$

Z rovnice č. 1.6 i obrázku č. 1.3 je zřejmé, že musíme počítat s lineárními koeficienty útlumu skrz celou tloušťku vzorku.

V reálných případech se ovšem prakticky nesetkáme s dokonale monochromatickým zářením vystupujícím z rentgenky. Generované záření bývá polychromatické, tudíž musíme rovnici č. 1.6 přepsat do následujícího tvaru, kterým zajistíme sčítání i přes všechny energie daného záření [5]:

$$I(L) = \int_0^{E_{max}} I_0(E) e^{-\int_0^L \mu(E,x) dx} dE. \quad (1.7)$$



Obrázek 1.3: Znázornění rovnice 1.6 (zeslabování intenzity rentgenového záření při průchodu nehomogenním materiálem.)

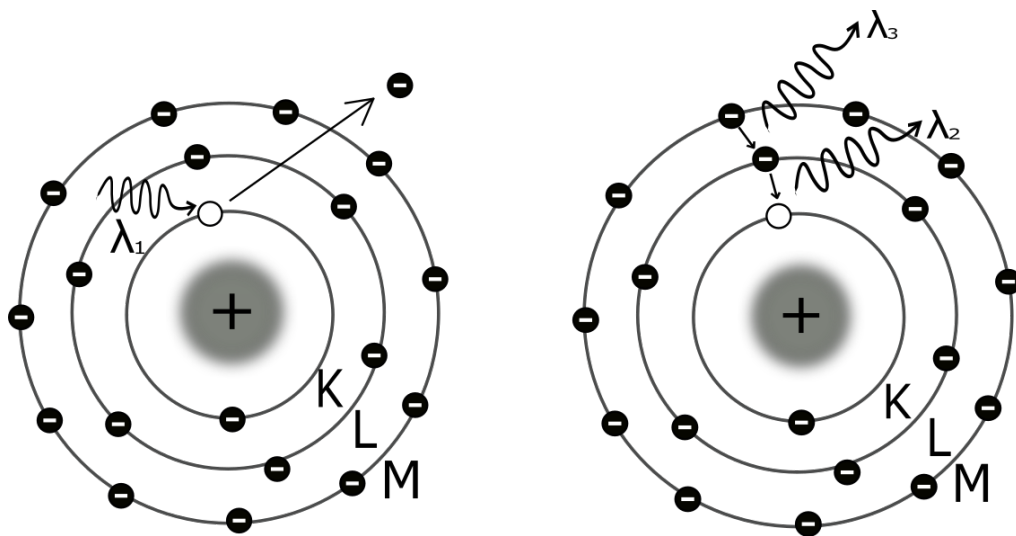
Následující podkapitoly (1.2.1, 1.2.2 a 1.2.3) se budou zabývat fyzikálními procesy, ke kterým nejčastěji dochází během průchodu svazku rentgenového záření materiálem prozařovaného předmětu.

### 1.2.1. Fotoelektrický jev

Tento fyzikální jev nastává v případě, že na zkoumaný materiál dopadají fotony rentgenového záření (s vlnovou délkou  $\lambda_1$ ), které mají vyšší energii, než je vazebná energie elektronů uvnitř atomu zkoumaného materiálu [4]. Dochází k tomu, že foton rentgenového záření interaguje s elektronovým obalem atomu, ztrácí svoji energii a úplně zaniká. Tato energie je dodána určitému elektronu uvnitř atomu, který je díky tomu schopen opustit atom s kinetickou energií  $E_k$ , která je rovna rozdílu mezi energií fotonu  $E_i$  a vazebnou energií tohoto elektronu  $E_v$ . Tento proces je popsán rovnicí č. 1.8. Na jeho původním místě vzniká díra, která je však okamžitě zaplněna elektronem z vyšších energetických hladin [5, 9]. Při tomto ději se uvolňuje charakteristický fluorescenční foton (o vlnové délce  $\lambda_2$ ) s energií, která je určena rozdílem mezi vazebnými energiemi. Díra po tomto elektronu je opět zaplněna elektronem z vyšší energetické hladiny ( $\lambda_3$ ).

$$E_k = E_i - E_v \quad (1.8)$$

Jestliže je uvolněná energie předána jednomu z elektronů ve vyšších slupkách dostatečná k jeho uvolnění, tak je vyzářen z atomu ve formě tzv. Augerových elektronů [1]. Celý tento proces je názorně naznačen na obrázku č. 1.4. Pro vlnové délky v tomto obrázku platí nerovnost  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ . Pravděpodobnost toho, že nastane tento jev není pro každý prvek stejná, nýbrž je úměrná vztahu  $\frac{Z^3}{E^3}$ , ze kterého je patrné, že se zvyšujícím se protonovým číslem  $Z$  materiálu prozařovaného vzorku se zvyšuje i pravděpodobnost nastání tohoto jevu.

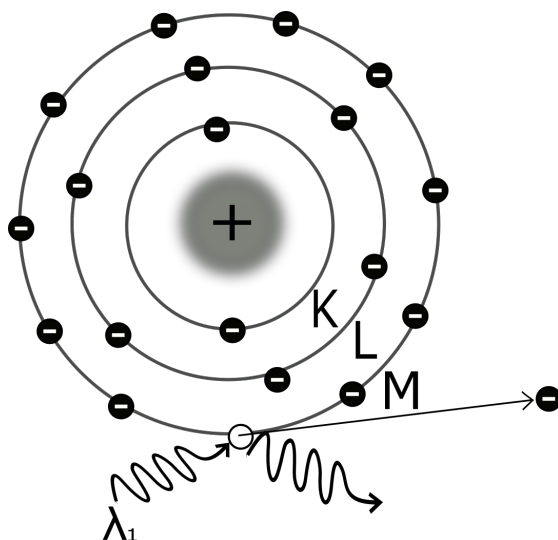


Obrázek 1.4: Fotoelektrický jev

### 1.2.2. Comptonův rozptyl

V případě, že letící foton rentgenového záření má mnohonásobně vyšší energii, než je vazebná energie elektronu v atomu, tak nastává právě tento fyzikální jev [4]. Dochází k nepružné srážce letícího fotonu a elektronu, při které je elektron uvolněn z vazby atomu a dráha fotonu je vychýlena ze svého původního směru. Úhel tohoto vychýlení se pak v závislosti na velikosti energie letícího fotonu pohybuje v rozpětí  $0^\circ$  až  $180^\circ$  [1]. Čím vyšší je tato energie, tím menší je úhel odchýlení od původního směru. Je důležité poznamenat,

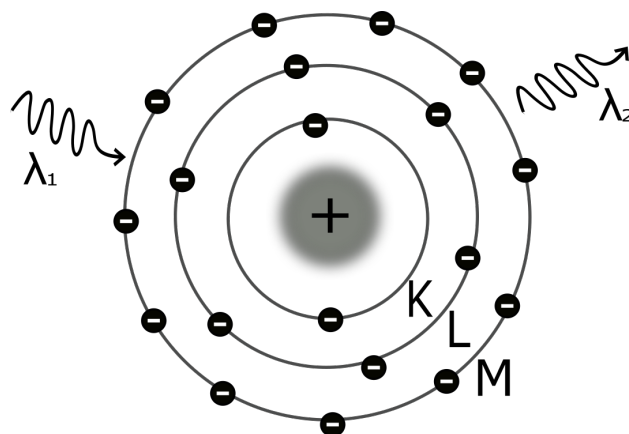
že pravděpodobnost nastání tohoto jevu nezávisí přímo na protonovém čísle prozařovaného materiálu, ale na elektronové hustotě materiálu [4, 9]. Na obrázku 1.5 je tento jev znázorněn.



Obrázek 1.5: Comptonův rozptyl

### 1.2.3. Rayleighův rozptyl

Dalším typem rozptylu je tzv. Rayleighův rozptyl, ke kterému dochází v případě, kdy foton rentgenového záření nemá tak vysokou energii, jako v předchozích dvou případech. Při tomto koherentním rozptylu způsobí letící foton rentgenového záření rozvibrování celého elektronového obalu [4]. Tyto vibrace vedou k emitaci fotonu o stejné vlnové délce, jako je původní vlnová délka přilétajícího fotonu, dojde ovšem k vychýlení od původní dráhy fotonu. Nedochází tedy v tomto případě k žádným srážkám a ionizaci atomu materiálu, jak tomu bylo ve dvou předchozích případech. Ilustrace této situace je opět na obrázku č. 1.6 níže, kde  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  označují vlnové délky původního a emitovaného fotonu, mezi kterými platí, že  $\lambda_1 = \lambda_2$ . Bylo zde zavedeno rozlišení těchto vlnových délek zejména pro zdůraznění toho, že zde původní foton zaniká a vzniká nový. Je ovšem dobré podotknout, že pravděpodobnost, že nastane tato situace je malá.



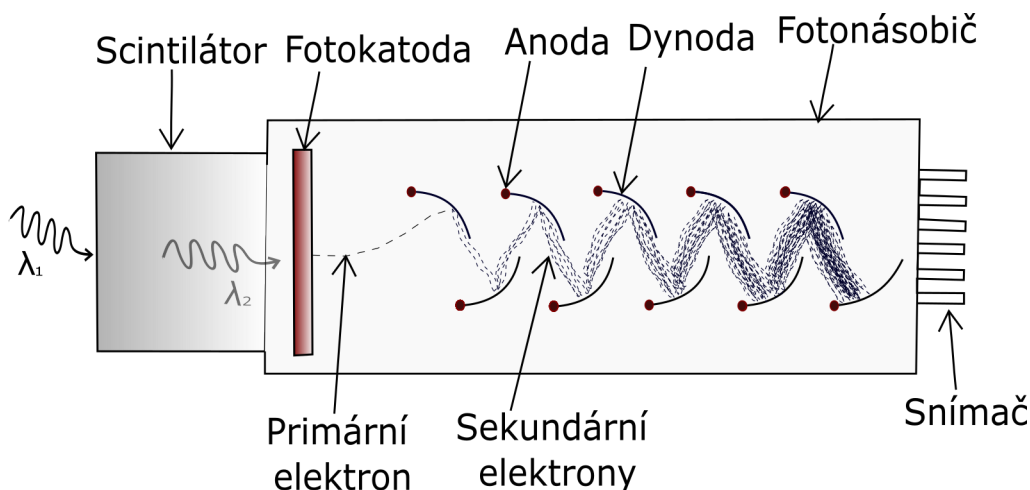
Obrázek 1.6: Rayleighův rozptyl



### 1.3. Detekce rentgenového záření

Nedílnou součástí každého tomografického zařízení je, jak již bylo v úvodu této kapitoly zmíněno, detektor rentgenového záření. Obecně se dělí detekce rentgenového záření na přímou a nepřímou. V této kapitole však bude popisována pouze nepřímá forma detekce. V průmyslové počítačové tomografii se nejvíce využívá plošných scintilačních detektorů, tzv. flat panelů. Existují však i liniové senzory, pomocí kterých lze dosáhnout přesnějšího zobrazení, nicméně jejich efektivita zpracování prošlého záření je, v porovnání s plošnými detektory, nízká [2]. Schématické znázornění plošných scintilačních detektorů je níže na obrázku č. 1.7. Jejich princip spočívá v tom, že při dopadu záření o krátké vlnové délce  $\lambda_1$  (v tomto případě rentgenového záření) na desku, vyrobenou ze scintilačních krystalů, dochází k excitaci a následné deexcitaci elektronu. Tento proces způsobí emisi fotonů o delší vlnové délce  $\lambda_2$ . Tyto fotony mají ovšem velmi malou intenzitu. Fotony vzniklé v scintilátoru dopadají na fotonásobič, jehož úlohou je zesílit tyto záblesky viditelného světla a převést je na elektrický signál. K tomu uvnitř fotonásobiče slouží systém složený z fotokatody, anody, dynody. Po dopadu fotonů na fotokatodu dochází k produkci primárního elektronu. Vzniklé elektrony následně procházejí systémem dynod, kde se zvyšuje jejich počet. Velký počet takovýchto elektronů pak tvoří požadovaný elektrický signál, který se pak dále zpracovává. Výhodou tohoto typu detektorů je nízká cena, vysoká citlivost a rychlé zpracování signálu. [5]

Některá zařízení ovšem používají i detekční systémy, které jsou založeny na použití CCD (z anglického "Charge-coupled device") nebo CMOS (z anglického "Complementary Metal–Oxide–Semiconductor") senzorů. Princip u těchto zařízení je podobný jako u výše popsaných detektorů. Ovšem na rozdíl od výše popsaného typu detektorů se přímo za scintilační desku umísťuje zvětšovací optická soustava. [11, 12] Tato soustava přivádí světlo ze scintilátoru na snímací senzory CCD nebo CMOS, které světelné signály zpracovávají. Výhodou jejich užívání je zejména velmi vysoké rozlišení, dále také jejich světelná citlivost a rychlý průběh zpracování signálu [14].



Obrázek 1.7: Ukázka scintilačního detektoru

## 1.4. Akvizice tomografických dat

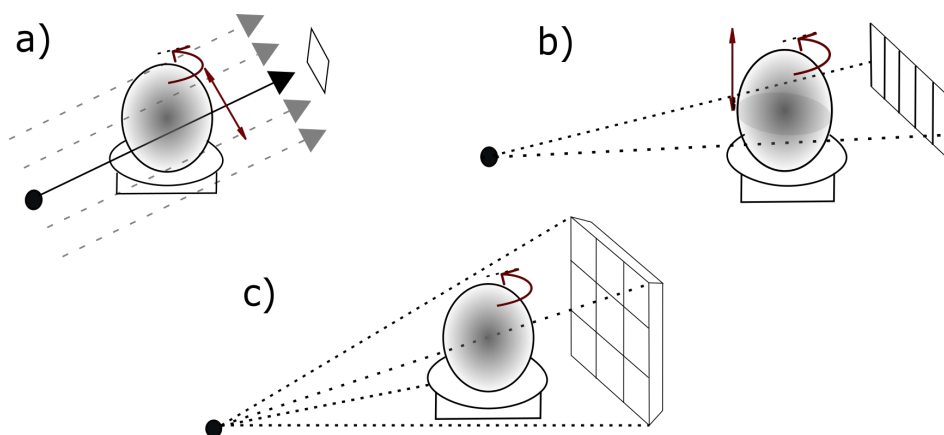
V předchozích kapitolách byly obecně popsány základní součásti tomografických systémů. Většina průmyslových tomografických systémů navíc obsahuje rotační plochu s osou. Na tuto osu se před měřením umístí připravený vzorek. Poté, co se přístroj zkalibruje a nastaví, začíná samotná akvizice dat.

Akvizici tomografických dat rozdělujeme na základě geometrie svazku rentgenového záření, která je pro její uskutečnění používána. Mezi tři nejvýznamnější typy geometrie patří rovnoběžné svazky (z anglického „parallel-beam“), vějířovité svazky (z anglického „fan-beam“) a kuželovité svazky (z anglického „cone-beam“), z nichž každá má své výhody a nevýhody [1]. Princip všech třech zmiňovaných geometrií je na obrázku č. 1.8.

Při využívání geometrie rovnoběžného svazku je nutné kolimovat generované rentgenové záření do velmi tenkého svazku. Vzorek je po každém prozáření posunut do jiné pozice a opět prozářen. Jednu projekci zkoumaného vzorku pak vytvářejí vzájemně rovnoběžné rentgenové paprsky, které jsou postupně zaznamenávány detektorem ve formě pixelu. Výsledek měření pro jednu rovinu objektu je tzv. sinogram, ve kterém každý bod objektu vystupuje formou sinusoidy. Po vytvoření jedné projekce proběhne translace vzorku do další roviny. Tento proces se poté opakuje tak dlouho, dokud není vytvořen dostatečný počet projekcí ze všech úhlů zkoumaného vzorku. Tato metoda je nevýhodná především kvůli velmi dlouhé době akvizice [1].

Rychlejší způsob akvizice tomografických dat je použití vějířovitého svazku rentgenového záření. Pro tento typ svazku bývají využity lineární detektory. U tohoto typu měření dochází k tomu, že rozpětí rentgenového svazku je dostatečně velké na prozáření celé šířky vzorku. Z tohoto důvodu již není nutné provádět translaci vzorku v průběhu vytváření projekce jedné roviny. Postačující je pouhá rotace vzorku během měření pro získání projekcí ze všech úhlů. To je hlavní příčinou urychlení akvizice. Výsledkem měření jsou opět sinogramy, které jsou rekonstruovány do řezů. Složením všech řezů vzniká trojrozměrná obrazová sada tomografických dat. [1, 15]

Pro akvizici dat je ve výpočetní tomografii velmi používaný třetí typ geometrie rentgenového svazku. Princip této metody je podobný, jako v předchozím případě. Kuželovitý svazek je ovšem mnohem rozsáhlejší. Při této metodě bývají využity 2D detektory popísané výše v kapitole 1.3. Tímto způsobem vznikají 2D snímky celého vzorku [1].



Obrázek 1.8: a) parallel beam, b) fan-beam, c) cone beam

## 1.5. Tomografická rekonstrukce

Další fází průmyslové výpočetní tomografie je rekonstrukce 3D CT dat ze získaných 2D projekcí. K tomu existuje několik technik tomografické rekonstrukce. Obecně však tyto techniky můžeme rozdělit do dvou skupin. První skupina zahrnuje analytické metody, do druhé spadají iterativní techniky. [11] Výběr techniky záleží například na geometrii projekce, nebo počtu vytvořených projekcí. Analytické techniky jsou většinou založeny na Fourierově analýze. Jejich výhodou je získaná kvalita obrazu, vzhledem k nízké výpočetní náročnosti. [17] Tyto metody nevytvářejí naprosto přesné rekonstrukce, zejména kvůli nesplnění jejich předpokladů vzhledem k naměřeným projekcím. Předpokládají totiž spojitě projekce celého vzorku. Ve skutečnosti ovšem tomografickou akvizicí získáme pouze diskrétní počet projekcí. Navíc analytické metody nepředpokládají výskyt šumu a jiných nedokonalostí. Z analytické skupiny je velmi využívanou metodou filtrovaná zpětná projekce (z anglického „filtered backprojection“). [7, 15]

Při rekonstruování obrazu metodou filtrované zpětné projekce je princip následovný. Jednotlivé projekce, jejichž akvizice byla popsána v kapitole č. 1.4, jsou převedeny pomocí Fourierovy transformace do frekvenčního spektra [7, 17]. Tato spektra jsou filtrována tzv. ramp filtry. Tento krok slouží k odstranění hvězdicového rozmazání, které by se jinak ve výsledném 3D obrazu projevovalo a znehodnocovalo by tak jeho kvalitu. Následně je provedena inverzní Fourierova transformace, čímž jsou spektra převedena zpět do projekčního prostoru. Posledním krokem metody je zpětné promítání filtrovaných projekcí do obrazového prostoru pod úhlem, ze kterého byly získány [7, 11].

Jak již bylo zmíněno výše, tak analytické metody vycházejí z předpokladu, že naměřené projekce jsou spojitě a bez šumu. Proto v případě nižšího počtu projekcí je vhodné použít některou z iteračních technik, pomocí kterých dosáhneme vyšší kvality výsledných CT dat [11, 16]. Známou iterační technikou je například algebraická rekonstrukce. Tyto techniky jsou však v současnosti využívány velmi málo [11].

## 1.6. Tomografické artefakty

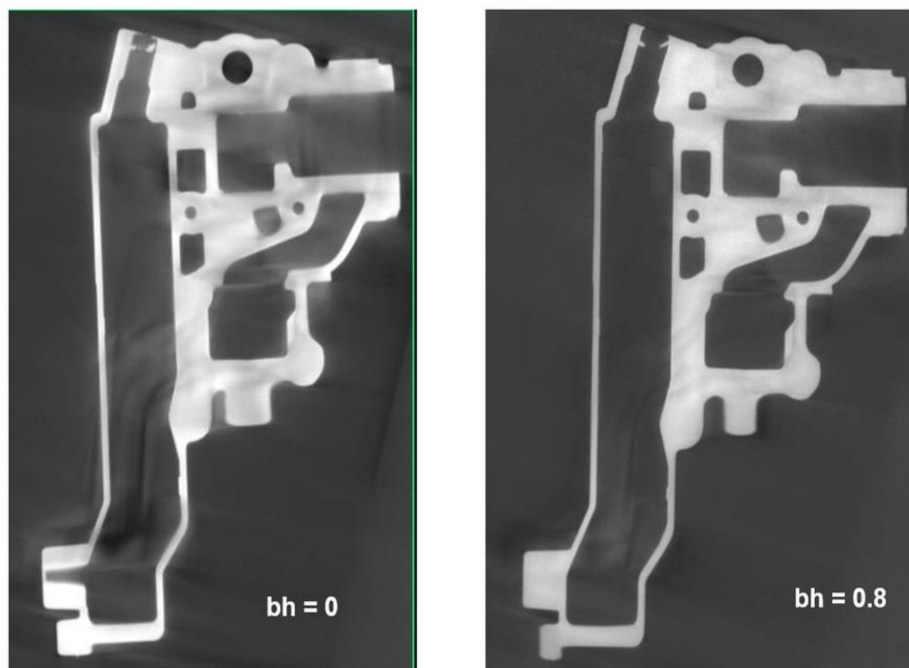
Artefaktem nazýváme ve výpočetní tomografii nežádoucí prvky, které neodpovídají reálnému vzorku, ale i přesto se vyskytují v naměřených projekcích, nebo ve výsledných 3D snímcích. Je tedy vhodné znát jejich příčinu, abychom je byli schopni minimalizovat, či úplně odstranit [19]. Obecně je rozdělujeme do třech skupin podle faktoru jejich vzniku [11, 1].

První skupinou jsou faktory geometrie svazku. Vznik těchto artefaktů úzce souvisí s typem svazku, který byl použit při akvizici dat (hlavní druhy svazků jsou uvedeny v kapitole 1.4).

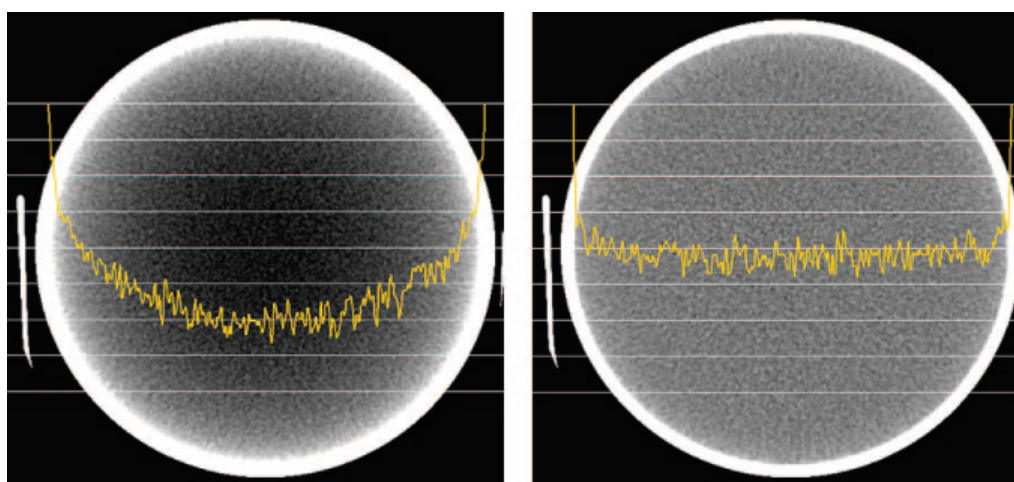
Do druhé skupiny se řadí artefakty, jejichž vznik je zapříčiněn fyzikálními faktory [1, 11]. Jedná se zejména o tvrdnutí svazku (z anglického „Beam hardening“). Generované spektrum rentgenového záření má široký rozsah energií. Nízkoenergetické fotony mají tu vlastnost, že jsou absorbovány rychleji, než vysokoenergetické fotony. K tvrdnutí svazku tedy dochází například při průchodu látkou, která má vysoký absorpční koeficient. Skrze tuto látku projdou pouze vysokoenergetické fotony. Příímý důsledek tohoto jevu pak pozorujeme při skenování vzorků, které obsahují materiály s vysoce odlišným koeficientem absorpce. Tento artefakt se zobrazuje ve formě světlých a tmavých proužků. Ukázka tohoto

artefaktu je na obrázku č. 1.9. Druhým typem artefaktu vzniklým z důsledku tvrdnutí svazku je tzv. Cupping artefakt, který je zobrazen na obrázku č. 1.10. Vzniká zejména při měření válcovitých, nebo kulovitých vzorku. Šířka vzorku je v jeho prostřední části větší, než na jeho okraji. Z tohoto důvodu dochází, i v případě homogenního materiálu, k rozdílné absorpci rentgenového záření. Typickým projevem tohoto artefaktu je tedy světlý okraj a tmavá prostřední část vzorku. Oba artefakty se dají odstranit, nebo alespoň minimalizovat, filtrací rentgenového záření. Filtrace rentgenového záření bude popsána v následující kapitole č. 2.

Do třetí skupiny řadíme artefakty vzniklé nedokonalostí přístroje, především detektoru. Zástupcem této skupiny je například tzv. prstencový artefakt.



Obrázek 1.9: Projev artefaktu tvrdnutí svazku je viditelný na obrázku vlevo. Na obrázku vpravo je znázorněn výsledný snímek po softwarové korekci. Zdroj: [18]



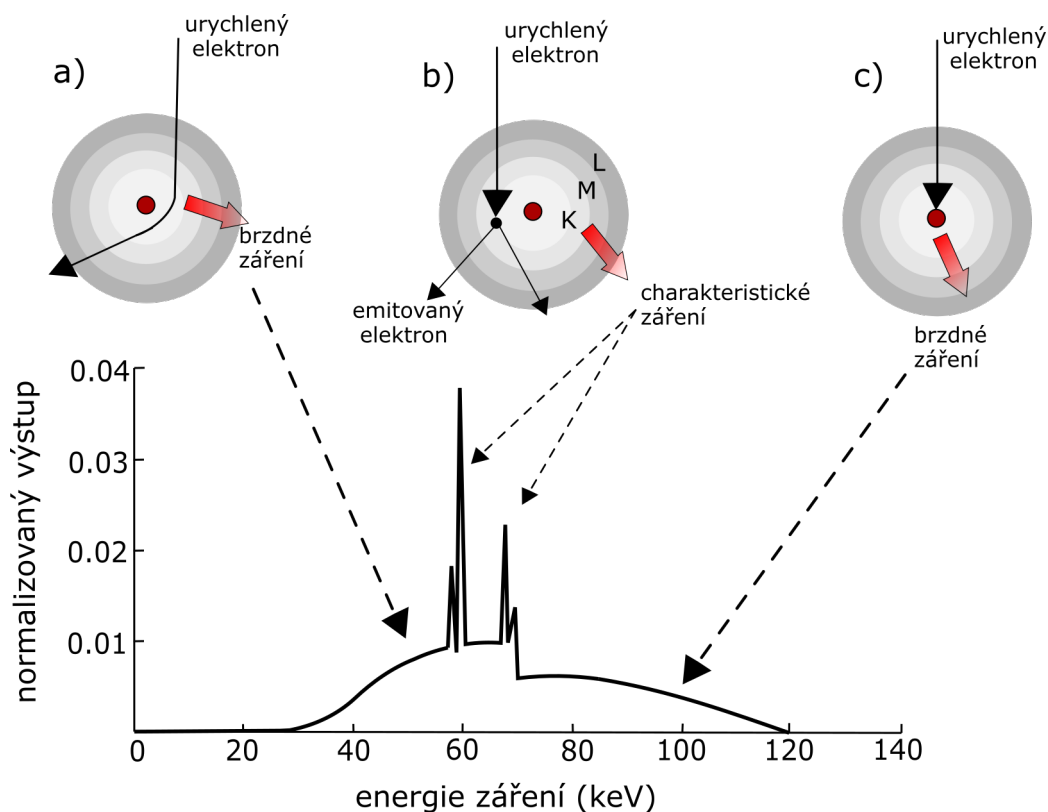
Obrázek 1.10: Porovnání měření s výskytem Cupping artefaktu (vlevo) a ideálního měření (vpravo). Žlutá křivka znázorňuje závislost úrovně šedi na poloze. Zdroj: [19]

## 2. Spektrum rentgenového záření a jeho úprava

Tato kapitola přímo navazuje na sekci 1.1 z úvodní kapitoly této práce. Budeme se v ní podrobněji zabývat vznikem rentgenového záření, dále spektry rentgenového záření a faktory, které výsledné spektrum generované rentgenkou nejvíce ovlivňují. Na konci této kapitoly budou ukázána komerčně dostupná řešení automatických výměníků filtrů rentgenového záření a programy, ve kterých jsme simulace vytvářeli.

### 2.1. Generace charakteristického a brzdného záření

V sekci 1.1 byl popsán obecný vznik a základní vlastnosti rentgenového záření. V této sekci bude rozebrána tvorba charakteristického a brzdného záření. Po dopadu elektronů urychlených napětím mezi katodou a anodou dochází k několika typům interakce. Většina dopadajících elektronů (99 %) způsobí přeměnu energie na teplo. Ve zbylých případech pak vzájemné působení mezi urychlenými elektrony a materiálem anody vede ke generaci brzdné, nebo charakteristické složky rentgenového záření. Tyto složky společně vytvářejí celkové spektrum rentgenového záření. Jednotlivé interakce jsou společně s ukázkou typického spektra znázorněny na obrázku č. 2.1.



Obrázek 2.1: Interakce elektronu s vnitřními elektronovými orbitály a ilustrace typického rentgenového spektra. a) vznik brzdného záření změnou vektoru rychlosti urychleného elektronu, b) vznik charakteristického záření srážkou urychleného elektronu s elektrony v K, L orbitalech, c) vznik brzdného záření srážkou urychleného elektronu s jádrem atomu. Zdroj: [4].

### 2.1.1. Brzdné záření

Již název této složky rentgenového záření napovídá, že ke vzniku brzdného záření dochází v důsledku změny vektoru rychlosti letícího elektronu [1]. Často bývá brzdné záření z historického hlediska označováno slovem z německého jazyka „bremsstrahlung“ [7].

Na obrázku č. 2.1 je znázorněn obvyklý způsob jeho vzniku. Při pohybu záporně nabitého elektronu v blízkosti kladného jádra atomu materiálu anody dochází k vzájemnému působení. V důsledku těchto přitažlivých sil mezi jádrem a letícím elektronem dochází ke ztrátě kinetické energie elektronu. Množství ztracené kinetické energie je závislé na vzdálenosti dráhy elektronu od jádra. Čím menší je jejich vzájemná vzdálenost, tím jsou ztráty energie vyšší. Tento úbytek vede k emisi brzdného záření [4, 1]. Intenzita tvorby tohoto záření je úměrná vztahu: [4]

$$I \sim \frac{Z^2 N^4 e^6}{m^2}, \quad (2.1)$$

kde  $Z$  je protonové číslo,  $m$  je hmotnost dopadající částice (v tomto případě elektronu),  $e$  elementární náboj elektronu,  $N$  je jeho přirozený násobek. Brzdné záření by mohlo být stejně tak generováno i alfa částicemi, či protony, ovšem jak si můžeme povšimnout ve vztahu č. 2.1, tak účinnost je řádově  $10^6$  vyšší u méně hmotných částic - elektronů [4].

Tato složka rentgenového záření se vyznačuje tím, že tvoří spojitou část jeho výsledného spektra. Na obrázku č. 2.1 si rovněž můžeme povšimnout, že pravděpodobnost vzniku brzdného záření tímto způsobem je vyšší pro nízkoenergetické elektrony. Dále tato pravděpodobnost klesá.

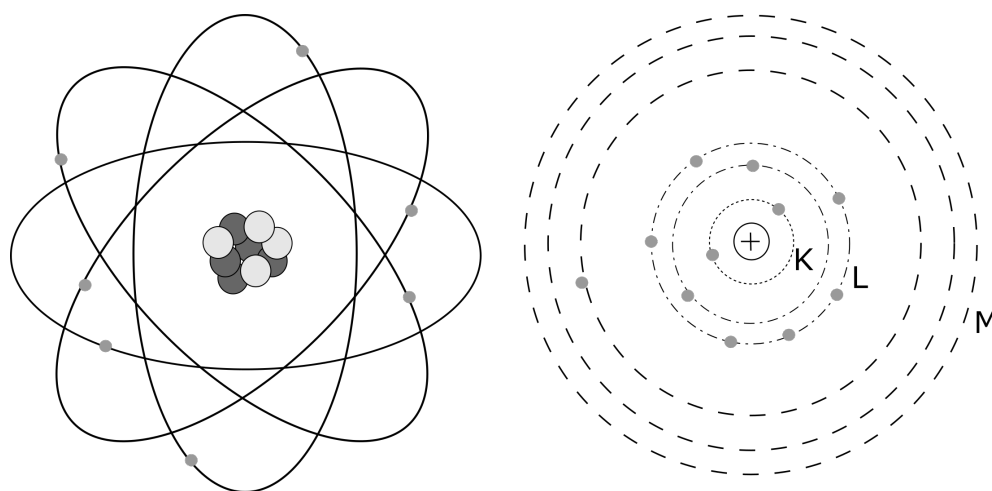
Druhý typ interakce mezi elektronem a atomem, která způsobuje tvorbu brzdného záření nastává v situaci, kdy vysoce urychlený elektron, i přes veškeré odpudivé síly, narazí do jádra atomu materiálu anody. Veškerá jeho energie se přemění na brzdnou složku rentgenového záření. Vzhledem k odpudivým silám mezi jádrem atomu a letícím elektronem je pravděpodobnost této srážky velice nízká [4].

### 2.1.2. Charakteristické záření

Pro popis vzniku charakteristického záření je vhodné si nejprve uvést přiblížení Bohrova-Sommerfeldova modelu atomu, které je na obrázku č. 2.2 [1]. Uprostřed tohoto modelu se nachází kladné jádro a okolo něj jsou v orbitalech uspořádány elektrony. Tyto orbitály jsou v pořadí pojmenovány K, L, M, N, atd. podle jejich vzdálenosti od jádra. Každý elektron v atomu je charakterizován tzv. čtyřmi kvantovými čísly (hlavní kvantové číslo  $n$ , vedlejší kvantové číslo  $l$ , magnetické kvantové číslo  $m$  a spinové kvantové číslo  $s$ ). Podle Pauliho vylučovacího principu nemůže nastat situace, kdy v atomu jsou dva elektrony se stejnými kvantovými čísly [1].

V případě proniknutí vysoce energetického elektronu až k vnitřním orbitalům atomu (K, L) nastane srážka s jedním elektronem nacházejícím se v daném orbitalu [1]. Jestliže je urychlovací napětí mezi katodou a anodou dostatečně velké, tak většina elektronů bude schopna uvolnit elektrony z K orbitalu. Méně urychlené elektrony budou spíše interagovat s elektrony ve slupkách L, M atd., ve kterých je vazební energie nižší [22]. Uvolněný elektron opouští po srážce atom a na jeho místě vzniká díra. V tomto stavu ovšem atom není v nejnižším možném energetickém stavu, a proto okamžitě dochází k uvolnění atomů ve vyšších energetických orbitalech, kterými se vakantní místo v K orbitalu zaplní. V případě

vakantního místa v K orbitalu je nejpravděpodobnější, že elektron zaplňující prázdné místo bude z L slupky. Tento přechod je označován jako  $K_\alpha$ . Vyloučený však není ani přechod atomu z vyšších orbitalů, které postupně označujeme  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$  atd [22]. Při deexcitaci se uvolní energie rovna rozdílu energií jednotlivých hladin[4, 21]. Uvolněná energie může způsobit dvě situace. V prvním případě dojde k uvolnění elektronu s nízkou vazebnou energií (vnější orbitály atomu), který je z atomu vyloučen formou tzv. Augerova elektronu. Tento případ je však více pravděpodobný u prvků s nízkým protonovým číslem [1]. Anody používané v rentgenkách ovšem bývají často vyráběny z materiálů o vyšším protonovém čísle. V těchto situacích je pravděpodobnější, že při deexcitaci dojde ke vzniku fotonu o velmi krátké vlnové délce. Tyto fotony nazýváme charakteristickým rentgenovým zářením[1]. Vznik charakteristického záření je znázorněn na obr.2.1b. Charakteristické záření je typické pro každý materiál a ve spektru rentgenového záření ho pozorujeme ve formě ostrých píků.



Obrázek 2.2: a) model atomu, kde uprostřed se nachází jádro (tmavé protony, světlé neutrony) a okolo jsou na eliptických drahách rozmístěny elektrony, b) zjednodušený Bohr-Sommerfeldova model atomu. Zdroj: [1].

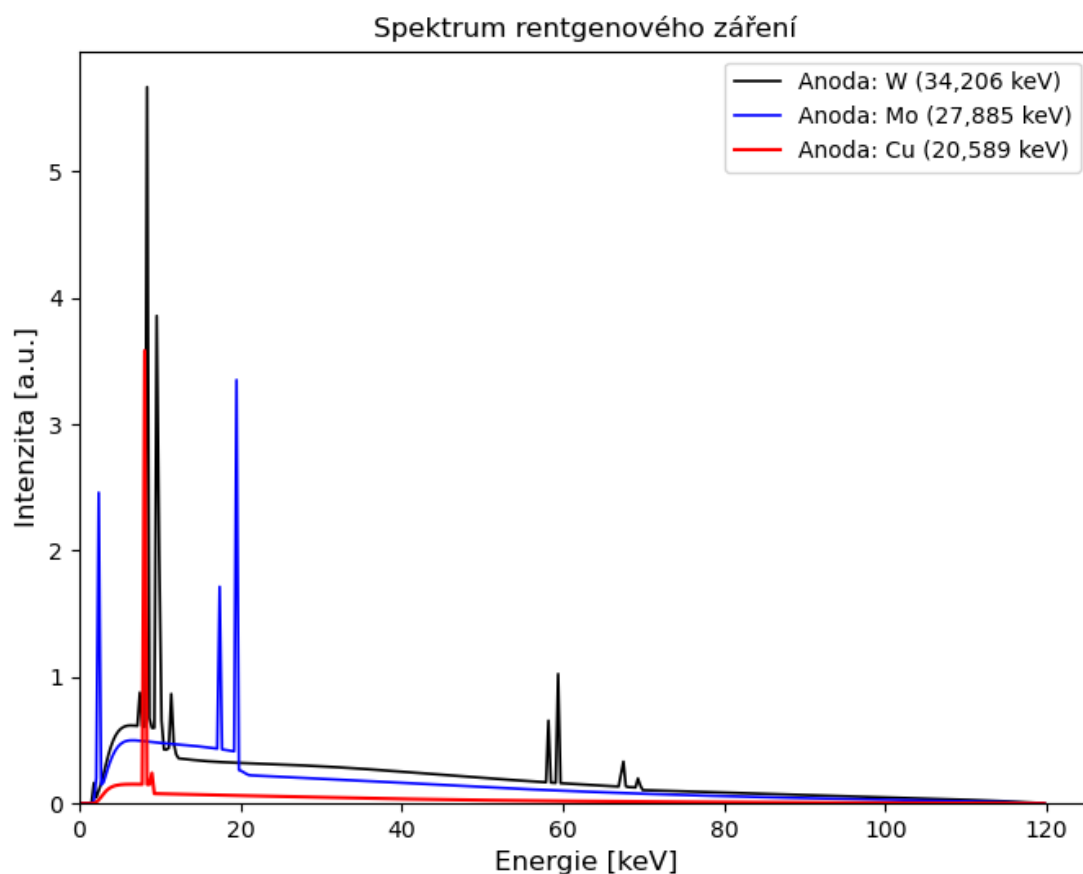
## 2.2. Rentgenové spektrum a faktory ovlivňující jeho vlastnosti

Z předchozích kapitol je patrné, že rentgenové spektrum je složeno ze spojitého brzděného záření a charakteristického záření. Je v něm vyjádřena závislost intenzity fotonů na jejich energii. Obsah plochy pod znázorněnou křivkou v tomto grafu vyjadřuje celkovou energii emitovanou ze zdroje ve formě rentgenového záření. Obvykle je rentgenové záření popsáno pomocí termínů kvalita a kvantita. Kvalita se zaměřuje na prostupnost rentgenového svazku. Kvantita popisuje množství fotonů, které je v rentgenovém spektru obsaženo. Tvorba rentgenového záření a tvar rentgenového spektra je ovlivněn několika faktory. Mezi hlavní faktory řadíme: a) materiál anody, b) přivedené urychlovací napětí, c) generátor napětí, d) proud rentgenky, e) úhel dopadu elektronů a f) filtrace [9].

### 2.2.1. Materiál anody

Tvar rentgenového spektra je velmi ovlivněn volbou materiálu anody. Prvek, ze kterého je anoda zhotovena má vliv na efektivitu tvorby brzdě složky (vztah 2.1). Zároveň ovlivňuje charakteristickou složku záření, jelikož každý prvek vyzařuje pro něj typický tvar charakteristických píků v určité pozici rentgenového spektra. Výběr materiálu má tedy kvantitativní vliv na tvorbu fotonů brzděného záření, a zároveň kvalitativně ovlivňuje celkové záření, zejména z důvodu rozdílných pozic charakteristických píků (změna střední energie záření) [9].

Na grafu č. 2.3 je znázorněno srovnání spekter tří různých materiálů. Jak si můžeme na tomto grafu všimnout, tak vztah č. 2.1 je zde potvrzen, jelikož brzděná složka jednotlivých prvků roste s rostoucím protonovým číslem. Všechny simulace byly provedeny pro stejné parametry, jako jsou urychlovací napětí, proud rentgenky, či úhel anody.



Obrázek 2.3: Graf porovnávající spektra wolframové, molybdenové a olověné anody. V pravém horním rohu je také vypsána hodnota střední energie generovaného záření. Simulace vytvořena v prostředí programu aRTist [32].



## 2.2.2. Urychlovací napětí

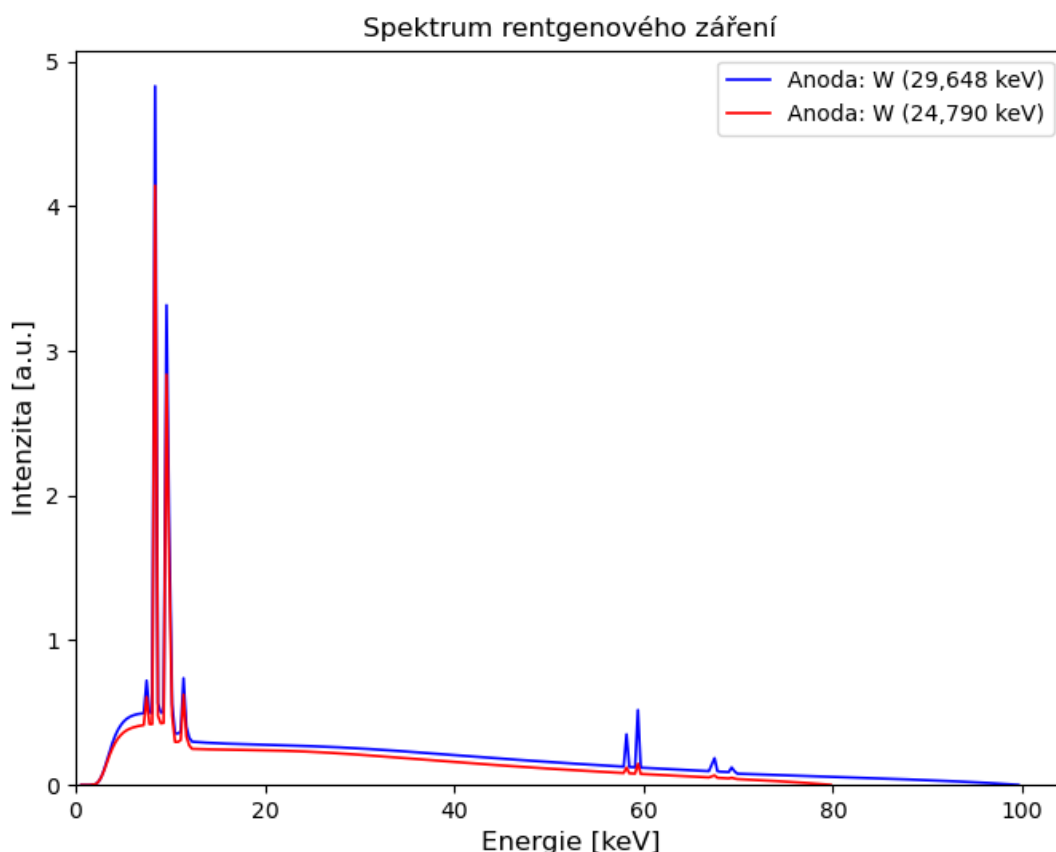
Dalším faktorem, který velmi ovlivňuje výsledné rentgenové spektrum je urychlovací napětí mezi katodou a anodou. Hodnota napětí má přímý vliv na maximální energii fotonů, jejich střední energii, ale i na efektivitu celkové produkce rentgenového záření. Experimentálně zjištěná závislost efektivitu tvorby rentgenového záření na urychlovacím napětí je vyjádřena vztahem 2.2 [23]:

$$produkce \propto (kVp)^y, \quad (2.2)$$

kde  $1,8 < y < 2,3$ . Proměnlivost  $y$  je způsobena výše uvedenými faktory a-f. V některých literaturách se však uvádí pouze přibližná závislost, ve které  $y = 2$ . Závislost střední hodnoty energie ( $HVL$ ) je vyjádřena vztahem 2.3 [23]:

$$HVL \propto (kVp)^{1,1}. \quad (2.3)$$

Tento vztah, vyjadřující téměř lineární závislost střední energie generovaného záření na urychlovacím napětí, byl opět určen experimentálně.[23] Na obrázku č. 2.4 je znázorněna změna tvaru spektra wolframové anody při změně urychlovacího napětí z 95 kV na 85 kV.

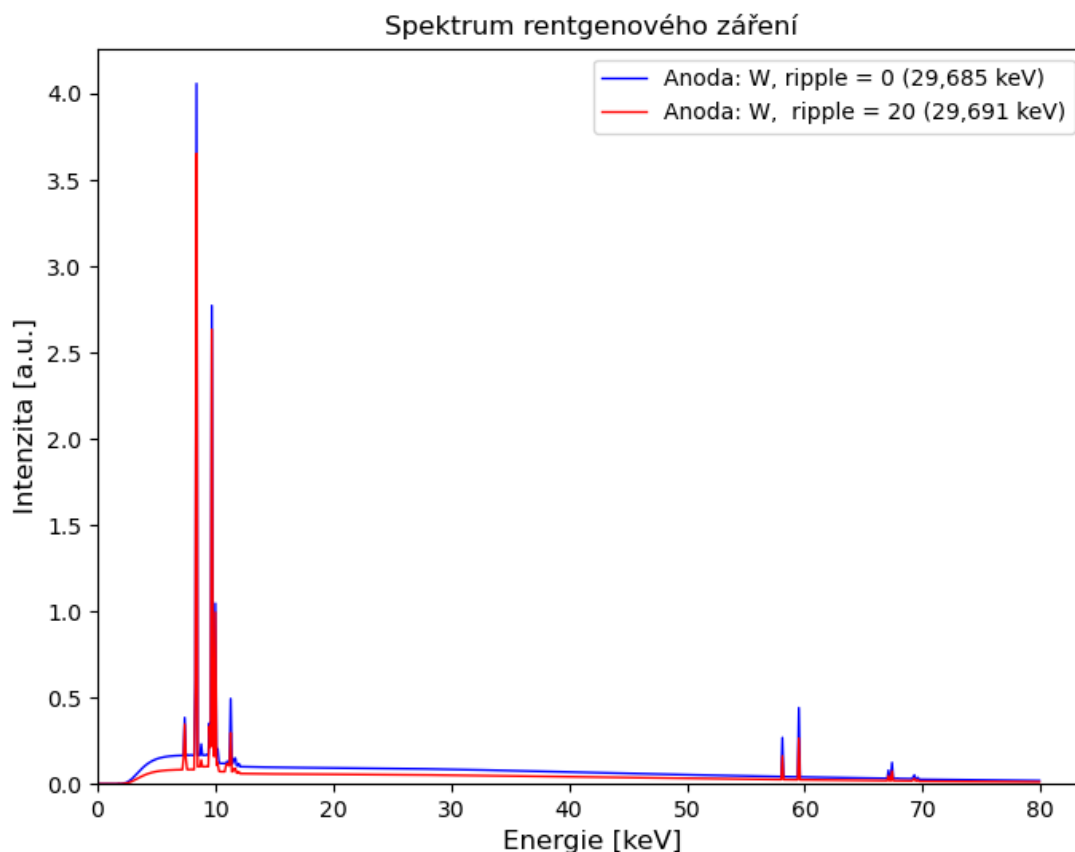


Obrázek 2.4: Graf rentgenové spektra znázorňující vliv změny urychlovacího napětí na tvar spektra generovaného rentgenového záření. Simulace byla vytvořena v prostředí programu aRTist [32].

### 2.2.3. Generátor napětí

Tvar spektra nezávisí pouze na napětí přivedené mezi anodu a katodu, ale také na jeho generátoru. Ve vztazích 2.2 a 2.3 vystupuje veličina kVp. Pojem kVp byl zaveden kvůli generátorům, které do rentgenky přivádějí střídavé napětí. Graf časového průběhu tohoto napětí připomíná sinusovou křivku (s oscilujícími vrcholky-peaky), a proto se zavedl pojem kilovolt peak - kVp.[24] Míra oscilace přivedeného napětí se vyjadřuje v procentech a označuje se anglickým pojmem ripple.

V moderních přístrojích se ovšem většinou používají generátory, které do rentgenových trubic přivádějí konstantní napětí. Z tohoto důvodu je více používán pojem kilovoltage-kV, kde ripple je roven nule[24]. Hodnota veličiny ripple ovlivňuje spektrum kvalitativně (energieové rozložení) i kvantitativně (množství produkovaného rentgenového záření). Na obrázku č. 2.5 je znázorněn originální tvar spektra při napětí 95 kV (ripple = 0) a změna tvaru spektra po zvýšení hodnoty koeficientu ripple.



Obrázek 2.5: Červená křivka znázorňuje originální spektrum pro napětí 100 kV wolframové anody a ripple = 0, černá křivka znázorňuje tvar spektra pro napětí 100 kV a ripple = 20. Simulace vytvořena pomocí simulátoru EasyJava Simulation[35]

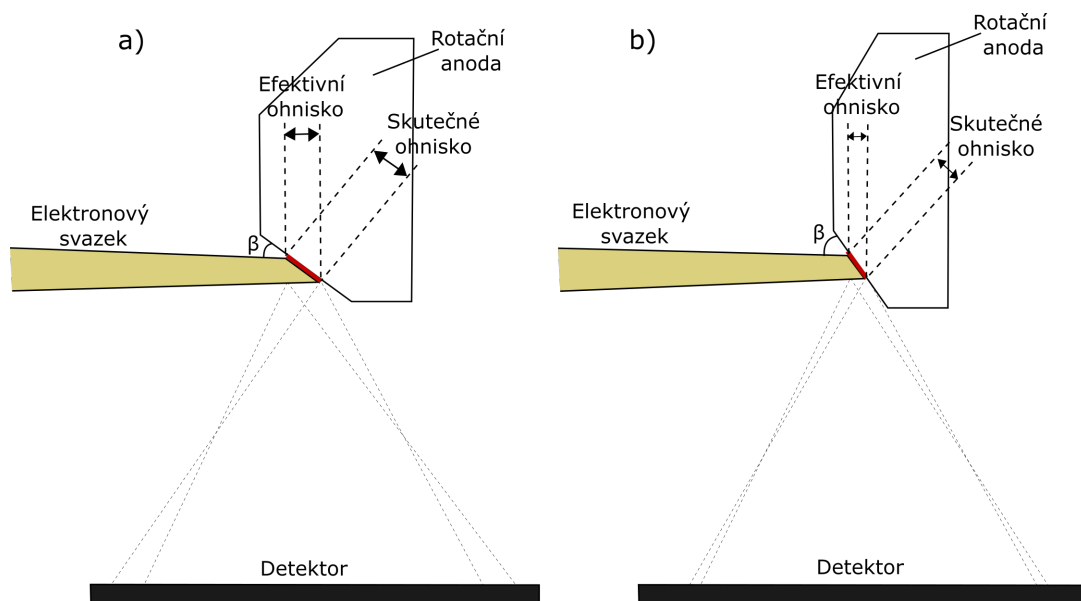
## 2.2.4. Proud rentgenky

V sekci 1.1 byl uveden vztah 1.2 popisující proud elektronů emitovaných z katody. Tento počet elektronů emitovaných ze žhavené katody, je rovněž jedním z faktorů které ovlivňují vlastnosti generovaného rentgenového záření. V souvislosti s počtem emitovaných elektronů je zavedena veličina zvaná proud rentgenky (z anglického „tube current“). Proud rentgenky vyjadřujeme v miliampérech (mA) a jeho hodnota je přímo úměrná množství emitovaných elektronů. Tato veličina nemění příliš tvar spektra, jak to mu bylo v předchozích případech, ale má vliv na velikost ohniska, do kterého dopadají na anodu elektrony (FSS). Tato hodnota tedy spíše ovlivňuje prostorové rozlišení výsledných CT dat [9].

## 2.2.5. Úhel anody

Již v sekci 1.1, ale i v popisu předchozího faktoru, bylo uvedeno, že prostorové rozlišení projekcí vytvářených rentgenovým zářením ovlivňuje také velikost ohniska na anodě (FSS), do kterého je proud elektronů z katody fokusován. Velikost tohoto ohniska je ovlivněna i úhlem naklonění anody  $\beta$  a výkonem rentgenky. Schéma této problematiky je znázorněno na obrázku č. 2.6.

Úhlem naklonění anody je tedy myšlen úhel, pod kterým dopadá svazek elektronů na anodu. Tento úhel rovněž ovlivňuje tvar spektra rentgenového záření. V případě příliš velké velikosti tohoto úhlu dochází k zpětnému rozptylu dopadajících elektronů, což má za následek sníženou efektivitu tvorby rentgenového záření [5].



Obrázek 2.6: Obrázek schématicky znázorňující pojem úhel anody. Vidíme, že na obrázku a) je úhel  $\beta$  relativně malý, velikost efektivního ohniska je tedy velká. Na rozdíl od toho na obrázku b) vidíme, že se zvětšeným úhlem  $\beta$  došlo ke zmenšení velikosti efektivního ohniska. Upraveno z: [5].

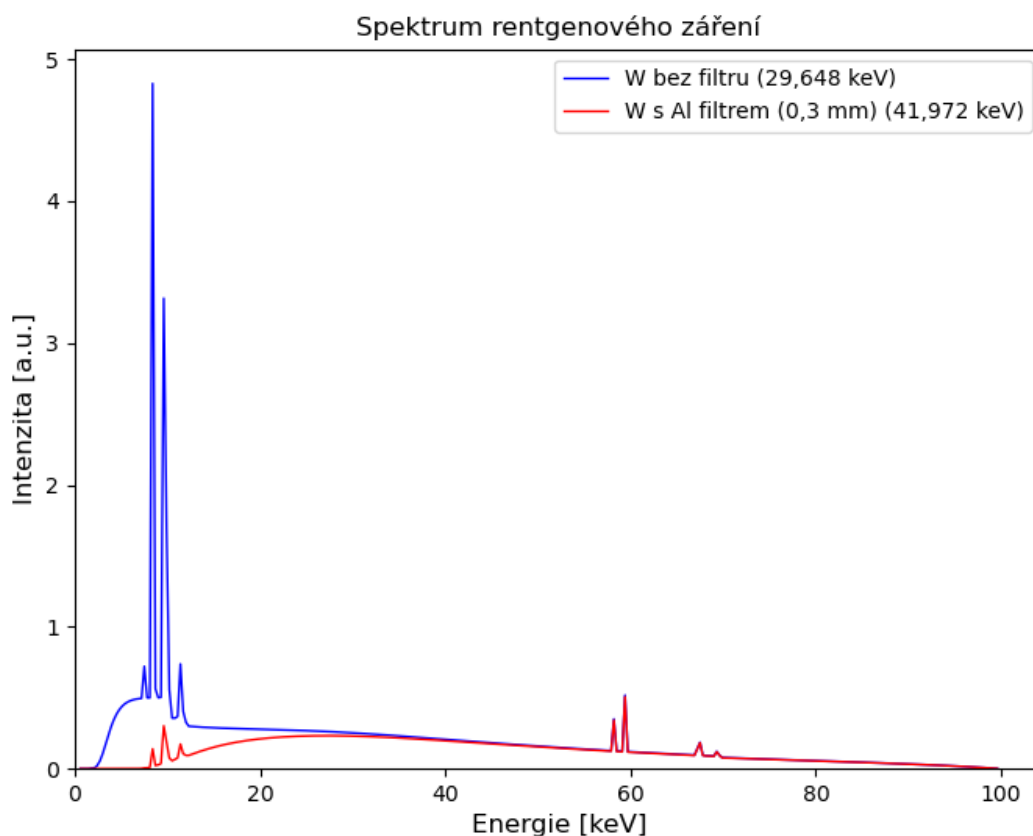
## 2.2.6. Filtrace rentgenového spektra

Velmi zásadní faktor, který ovlivňuje tvar rentgenového spektra je také filtrace rentgenového svazku. Vygenerované polychromatické rentgenové záření rentgenkou obsahuje ve

svém spektru široký rozsah energií. Vyskytují se tam nízkoenergetické fotony o delší vlnové délce, fotony charakteristického záření a vysoce energetické fotony s velmi krátkou vlnovou délkou. [5] Toto široké energetické spektrum způsobuje několik nežádoucích efektů. Nízkoenergetické fotony téměř nejsou při samotném měření využity, jelikož tyto fotony jsou pohlceny již na povrchu měřeného vzorku a na detektor nedopadají [5]. Ve výpočetní tomografii je tento jev příčinou vzniku některých artefaktů popsanych a znázorněných v kapitole 1.6. V lékařské výpočetní tomografii je navíc filtrace rentgenového svazku záměrně využívána ke snížení množství radiace, která je pohlcena pacientem [9].

Přídavnou filtrací rentgenového svazku způsobujeme kvalitativní i kvantitativní změnu rentgenového spektra [9]. Filtrace je nazývána přídavnou, jelikož samotným průchodem skrz berylliové okénko je spektrum filtrováno. Tato filtrace při výstupu záření z rentgenky je ovšem nepatrná. Průchodem záření skrz filtr se odstraní nízkoenergetická část brzdného záření, což způsobí nižší celkový počet fotonů ve spektru (kvantitativní změna) a zároveň dojde ke zvýšení celkové hodnoty střední energie (kvalitativní změna). Záření se tímto stává méně intenzivní, ale pronikavější, „tvrdší“ [4].

Filtry rentgenového záření jsou ve skutečnosti velmi tenké kovové plíšky. Nejtenčí filtry mají tloušťku několik setin milimetru, ty nejsilnější jednotky milimetru. Důležitá není pouze tloušťka vybraného filtru, ale také materiál, ze kterého je plíšek zhotoven. Nejčastěji využívanými materiály k filtraci svazku jsou hliník, chrom, měď a molybden [4, 5].



Obrázek 2.7: Graf znázorňující vliv filtrace rentgenového záření na tvar spektra. Modrá křivka ukazuje původní spektrum wolframové anody při urychlovacím napětí 120 kV, červená znázorňuje spektrum stejné anody, za použití stejného urychlovacího napětí a hliníkového filtru o tloušťce 0,3 mm. Simulace byla provedena pomocí programu aRTist [32].

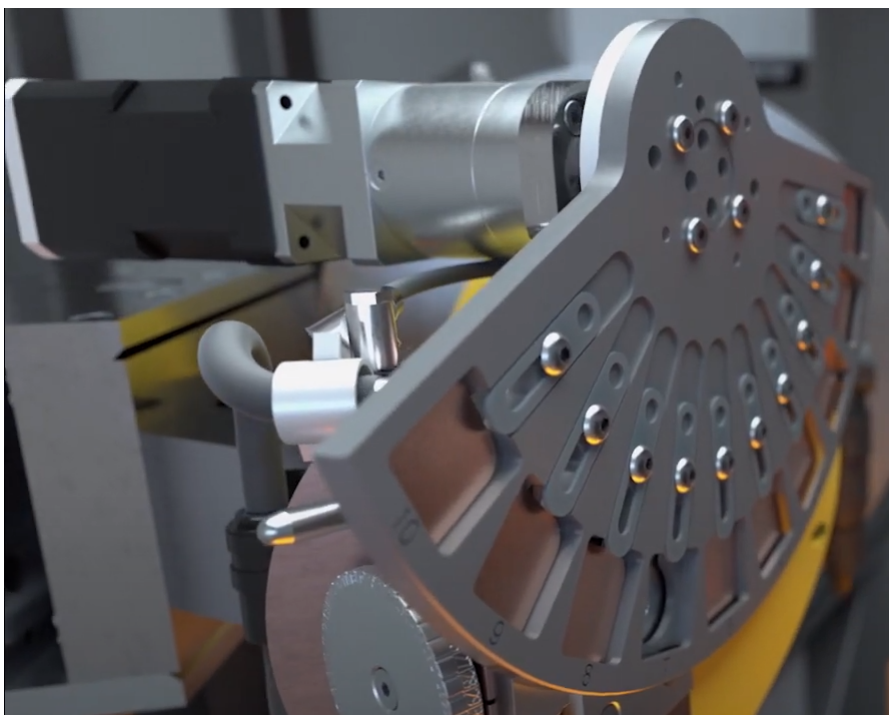
## 2.3. Komerčně dostupné automatické výměníky filtrů

Filtry rentgenového záření se v průmyslových tomografických zařízeních mění buďto manuálně, nebo automaticky pomocí motorizovaných výměníků. Ve většině průmyslových tomografických přístrojů je stále využívána manuální výměna filtrů. Mezi zástupce přístrojů využívajících automatickou výměnu patří například GE Speed Scan HD, ZEISS Xradia 620 Versa, nebo EasyTom S.

Přístroj GE Speed Scan HD disponuje rotačním výměníkem filtrů. Do tohoto výměníku karuselového tvaru je možné najednou umístit 10 různých filtrů. Tento přístroj je také vybaven robotickým ramenem, které v kombinaci s výměníkem minimalizuje počet úkonů, které musí provést uživatel tohoto přístroje. Tento výměník umožňuje předem definovat specifikace jednotlivých filtrů, tudíž software přístroje sám vyhodnocuje nejlepší filtr pro dané měření. Proces nastavování měření je tedy velmi rychlý [29]. Ukázka automatického výměníku použitého v přístroji Speed Scan HD je na obrázku č. 2.8.

Druhý komerčně dostupný automatický výměník je od společnosti Zeiss. Tento výměník je použit například v tomografickém systému Zeiss Xradia 620 Versa. Princip tohoto výměníku je velmi podobný, jako u společnosti GE. Jedná se opět o karusel, na který je možné najednou umístit až 25 různých filtrů, které nejen že urychlují a usnadňují proces nastavování měření, ale také slouží k dosažení optimálního kontrastu v jednotlivých projekcích. V základním vybavení je k tomuto výměníku dodáváno 12 nejčastěji používaných filtrů. Ukázka tohoto výměníku je na obrázku č. 2.9.

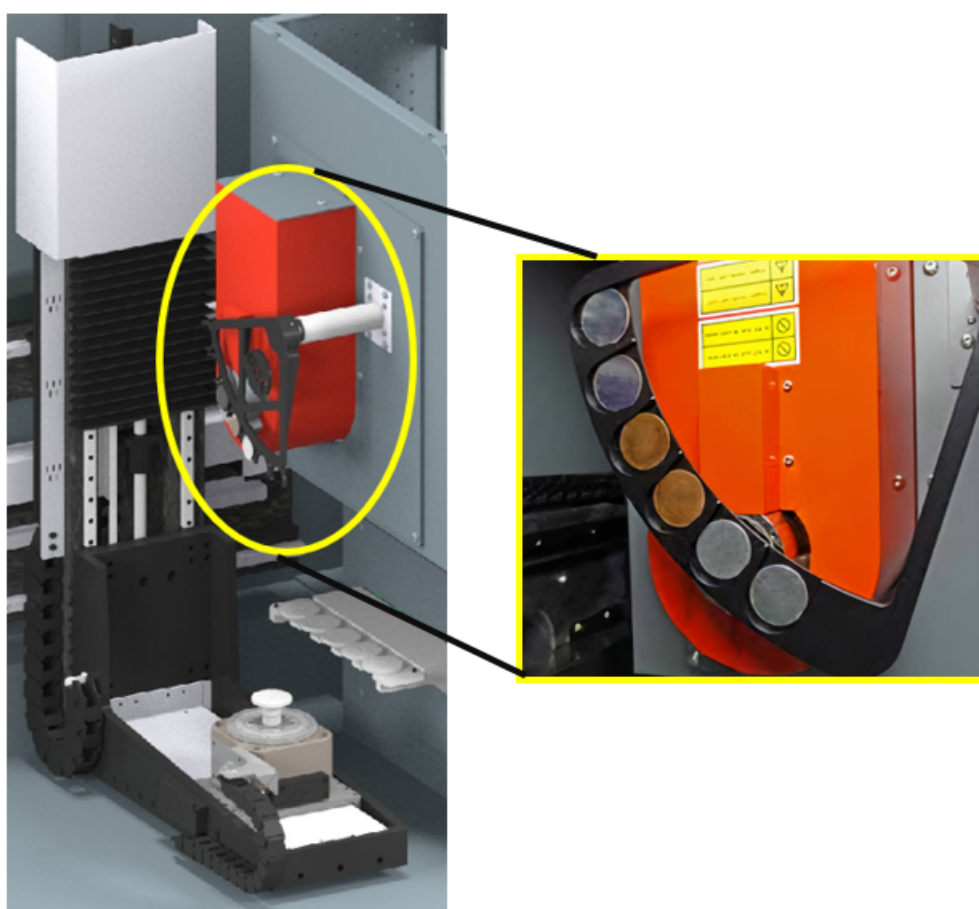
Třetím automatický výměník filtrů je aplikován například v přístroji EasyTom S. Řešení tohoto výměníku je ovšem velmi podobné řešením od společností GE nebo ZEISS. Opět se jedná o karuselovou hlavici, do které se zasunují filtry. Maximálně je na tento výměník možné umístit šest různých filtrů.



Obrázek 2.8: Automatický výměník filtrů GE zdroj:[29].



Obrázek 2.9: Automatický výměník filtrů Zeiss, zdroj:[30].



Obrázek 2.10: Automatický výměník filtrů RX Solutions. Zdroj: [31].

## 2.4. Simulační programy

V následujících subsekcích se budou vyskytovat simulace spekter rentgenového záření. Při simulaci spekter pro tuto bakalářskou práci jsme pracovali se simulačními programy aRTist [32], SpekCalc [33], SpekPy [34] a X-Ray Spectrum Model [35]. Jejich možnosti jsou shrnuty v následující tabulce. Nejvíce využívaným programem byl simulační program aRTist, ve kterém je možné simulovat největší počet různých materiálů anod (Al, Be, Cu, Fe, Mg, Mo, Ni, Pb, Pt, Ti, W). Druhý program, u kterého bylo možné měnit materiály anod byl SpekPy (W, Cr, Cu). Zbylé dva programy byly schopny nasimulovat pouze wolframovou anodu.

Tabulka 2.1: Tabulka srovnávající simulační programy

Porovnání simulačních programů				
Parametry	aRTist	SpekCalc	SpekPy	X-Ray Spectrum Model
Změna materiálu anody	Ano	Ne	Ano	Ne
Urychlovací napětí	Ano	Ano	Ano	Ano
Proud rentgenky	Ano	Ne	Ne	Ne
Tloušťka anody	Ano	Ano	Ano	Ne
Úhel anody	Ano	Ano	Ano	Ne
Tloušťka výstupního okénka	Ano	Ano	Ano	Ne
Materiál výstupního okénka	Ano	Ano	Ano	Ne
Tloušťka filtru	Ano	Ano	Ano	Ano
Materiál filtru	Ano	Ano	Ano	Ano
Ripple koeficient	Ne	Ne	Ne	Ano



## 3. Praktická část

Tato kapitola se bude postupně věnovat řešením cílů této bakalářské práce, mezi které patřilo: seznámení se s tomografickým systémem Rigaku Nano 3DX, studium a simulace spekter rentgenového záření, které jsou v Rigaku Nano 3DX používány, a konstrukce motorizovaného výměníku filtrů, který v tomto tomografickém systému nahradí nyní používanou manuální výměnu. Tato práce byla vytvářena v prostorách laboratoří rentgenové počítačové mikro a nanotomografie CEITEC VUT v Brně, kde byl tento unikátní přístroj instalován již v roce 2014.

### 3.1. Rigaku Nano 3DX

Rigaku Nano 3DX je rentgenový mikroskop, který umožňuje provádět CT měření ve velmi vysokém rozlišení [37]. U většiny tomografických přístrojů se pro generaci rentgenového záření využívají rentgenky s wolframovou katodou i anodou. Zároveň je u takových přístrojů obvyklé využívání velkých urychlovacích napětích (stovky kV). S takto vysoce energetickými fotony rentgenového záření je ovšem velmi obtížné měřit vzorky s nízkým protonovým číslem ( $Z$ ), jelikož absorpce těchto fotonů vzorkem je velmi nízká. Unikátnost tomografického systému Rigaku Nano 3DX spočívá v tom, že dokáže vytvářet vysoce kontrastní projekce i u vzorků, které jsou vyrobeny z materiálu s nízkým protonovým číslem. Výborně se díky této schopnosti hodí pro měření kompozitních, či biologických materiálů [38]. Ukázka tohoto přístroje je na obrázku č. 3.1.



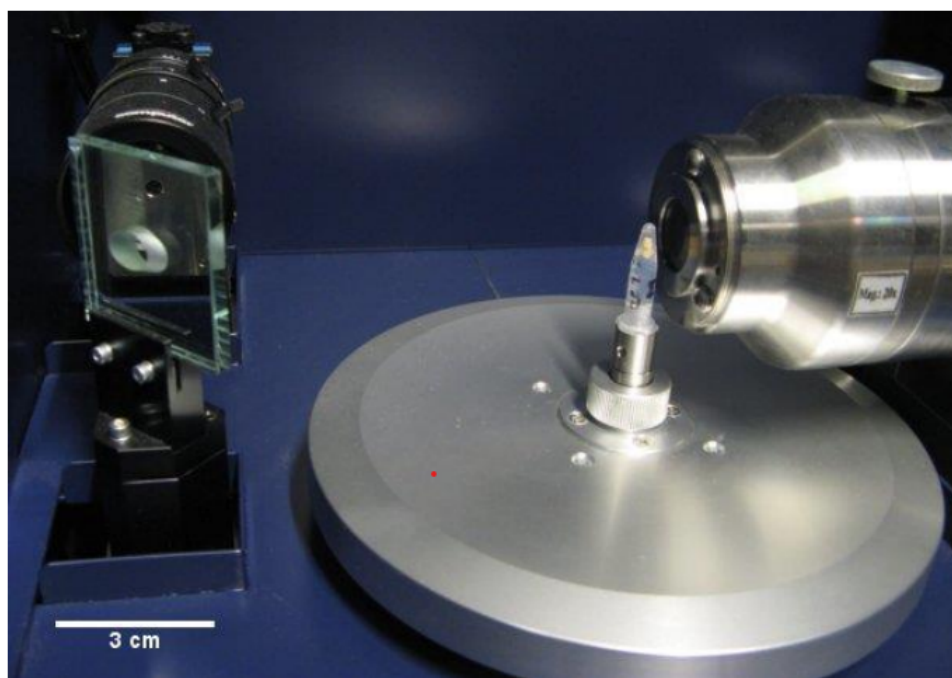
Obrázek 3.1: Rigaku Nano 3DX - celý přístroj, zdroj:[13].



Zdrojem rentgenového záření je v tomto přístroji rentgenka MicroMax-007 HF [13] využívající rotační anodu. Katodou je zde wolframové vlákno, které zahříváme na velmi vysokou teplotu a tím slouží jako zdroj elektronů. Mezi materiály, které tvoří tuto rotační anodu patří chrom (Cr), měď (Cu), molybden (Mo) a wolfram (W). Používané urychlovací napětí mezi katodou a anodou je v rozmezí 20 to 60 kV v závislosti na materiálu používané anody [13]. Generované rentgenové záření opouští rentgenku průchodem skrze beryliové okénko o tloušťce 0,2 mm [13].

K umístění vzorku je v Rigaku Nano 3DX využívána rotační manipulační platforma, která disponuje celkem pěti stupni volnosti (posun ve směru x, y, z, rotace a posun osy rotace) a vysokou přesností osy rotace ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ). Geometrie přístroje je navržena tak, že vzorek je umístěn těsně před detektorem. Vzdálenost od zdroje rentgenového záření je tak mnohem větší, než vzdálenost od detektoru. U většiny tomografických systému je k měření využívána geometrie svazku cone beam. Kvůli této geometrii je ovšem nutné rotovat vzorek o  $360^\circ$ . U Rigaku Nano 3DX je, díky využívání kvazi-paralelního svazku rentgenového záření, během měření nutná rotace vzorku pouze o  $180^\circ$ . Důvodem je, že data naměřená z rozsahu  $180 - 360^\circ$  jsou stejná, pouze zrcadlově přetočená [13].

Rentgenové záření, které prošlo vzorkem je zachyceno detektorem XSight Micron LC [13], který je vybaven CCD čipem. Tento detektor je složen ze scintilační vrstvy, která mění dopadající fotony na viditelné světlo. Paprsky viditelného světla procházejí zvětšovací optickou soustavou. Tyto paprsky jsou zaznamenávány na CCD čipu o velikosti  $3000 \times 2500$  pixelů. Velikost pixelu je v rozmezí  $0,27 - 4,4 \mu\text{m}$  v závislosti na velikosti použitého zvětšení [13].



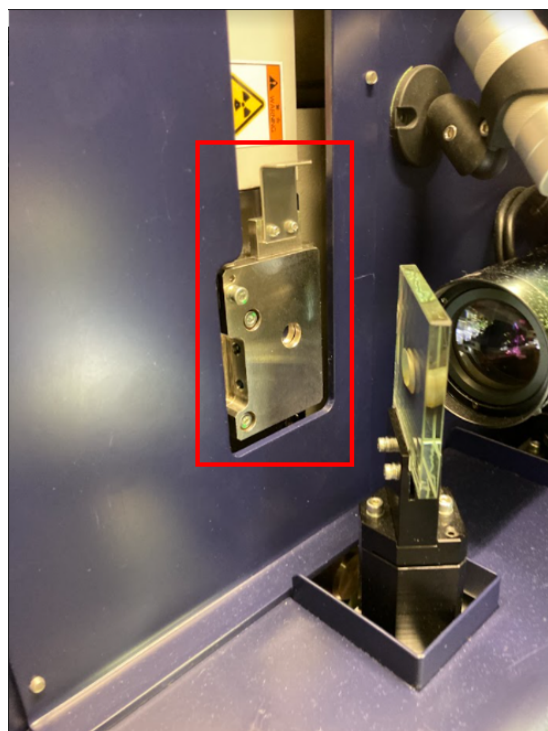
Obrázek 3.2: Rigaku Nano 3DX - měřící komora. Vpravo je detektor, před kterým je na rotační ose umístěn vzorek. Vlevo je optická kamera, která sleduje vzorek skrz natočené zrcátko propouštějící rentgenové záření. Tato kamera slouží ke kontrole pozice vzorku. zdroj:[12]

V sekci 2.2 byly popsány způsoby, kterými se mění tvar generovaného rentgenového spektra. V přístroji Rigaku Nano 3DX se spektrum mění dvěma způsoby. Prvním způsobem je změna materiálu používané anody. Tato výměna je v přístroji, který je umístěn v laboratořích počítačové mikro a nanotomografie CEITEC VUT, prováděna softwarově. Tento systém je totiž vybaven rentgenkou, která v sobě má zabudovanou anodu s dvěma materiály. Uživatel je tak schopen tyto materiály měnit bez nutnosti zásahu do přístroje.

Druhý způsob změny tvaru spektra rentgenového záření v tomto systému je pomocí přídavné filtrace. Tato výměna je ve současném zařízení prováděna manuálně. Uživatel před začátkem každého měření vybere nejvýhodnější filtr (materiál, tloušťku) a umístí jej přímo za výstup z rentgenky. Tvar používaného držáku filtru je na obrázku 3.3. Jejich nynější umístění je znázorněno vedle na obrázku 3.4.



Obrázek 3.3: Stávající držák filtru i s nalepeným filtrem



Obrázek 3.4: Stávající umístění držáku filtrů

## 3.2. Simulace spekter rentgenového záření používaných v Rigaku Nano 3DX

V kapitole č. 2 byl popsán obecný vznik brzdné a charakteristické složky rentgenového záření i to, k jakým druhům interakcí dochází při jejich tvorbě. Dále v kapitole č. 2 byly popsány hlavní faktory, které vlastnosti a tvar generovaných spekter ovlivňují. Praktické provedení přímého měření těchto spekter ovšem není snadné. Záření, které je rentgenkou generováno má totiž větší hodnotu fotonového toku (z anglického „photon flux“), než je maximální zpracovatelná hodnota rentgenových spektrometrů. Řádově je hodnota fotonového toku produkovaného záření  $10^{12} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . Z tohoto důvodu budou požadovaná spektra simulována, pomocí programů popsanych v sekci 2.4.

### 3.2.1. Spektra nefiltrovaných RTG záření

Tato sekce se tedy stejně jako kapitola č. 2, bude zabývat studiem a simulacemi spekter, ovšem bude zaměřena konkrétně na nefiltrovaná spektra rentgenového záření, která jsou generována rotačními anodami v přístroji Rigaku Nano 3DX. Bude se tedy konkrétně jednat o materiály: chrom, měď, molybden a wolfram. V závislosti na vybraném materiálu se, na základě doporučení výrobce, mění hlavní parametry rentgenky (viz tabulka č. 3.1).

Tabulka 3.1: Tabulka shrnující parametry nastavení rentgenové trubice při použití konkrétního materiálu. Zdroj:[13]

Materiál anody	Chrom (Cr)	Měď (Cu)	Molybden (Mo)	Wolfram (W)
Maximální zátěž [W]	875	1200	1200	1200
Urychlovací napětí [kV]	35	40	50	60
Proud rentgenky [mA]	25	30	25	20

Simulace měděné, molybdenové a wolframové anody byly provedeny v simulačním programu aRTist [32]. Jelikož tento program neumožňuje simulaci chromové anody, použili jsme pro tento materiál simulační program SpekPy [34]. Všechna nasimulovaná data z těchto programů jsme následně vyhodnocovali v prostředí programu Python[36]. Hodnoty středních energií i fotonového toku byly vyhodnoceny samotnými simulačními programy. Přehled výsledku těchto simulací je v tabulce č. 3.2.

Tabulka 3.2: Tabulka shrnující výsledky, kterých bylo dosaženo nasimulováním jednotlivých spekter.

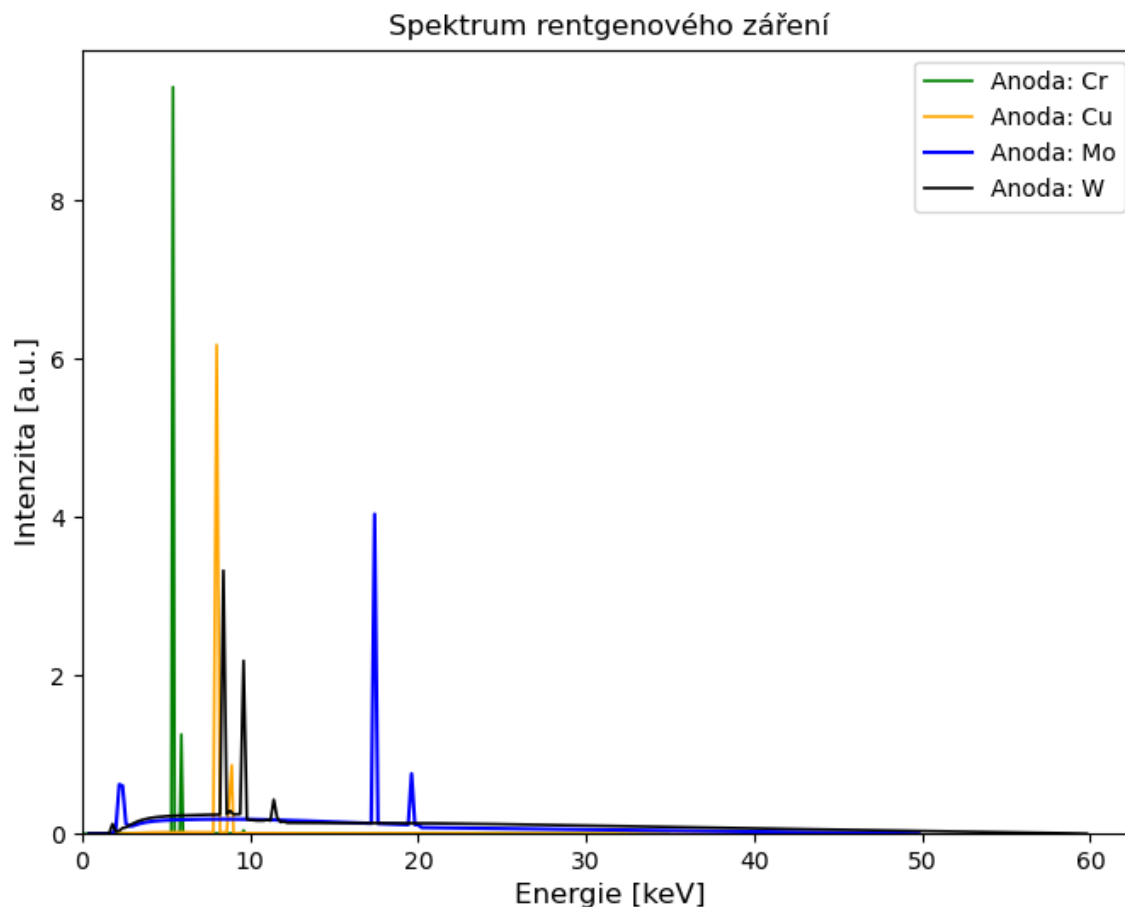
Materiál anody	Chrom (Cr)	Měď (Cu)	Molybden (Mo)	Wolfram (W)
Protonové číslo	24	29	42	74
Střední energie [keV]	7,447	10,282	16,042	19,072
Fotonový tok [ $\cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ]	3,026	2,510	3,34	3,59

Pro názornost toho, jak se od sebe jednotlivá spektra odlišují, byly všechny simulace vloženy do grafu, který je na obrázku č. 3.5. Jak již bylo zmíněno v teoretické části popisující brzděné záření, tak intenzita tvorby brzděného záření je úměrná vztahu č. 2.1. Níže znázorněný graf tento vztah dokazuje, jelikož vidíme, že pro materiály s nižším protonovým číslem (Cr, Cu) je opravdu tvorba brzděného záření minimální. Ve spektrech těchto dvou materiálů jsou naprosto dominantními prvky jejich charakteristické peaky. Pro kontrolu výsledků tohoto simulačního programu jsme vygenerovanou pozici jednotlivých píků porovnali s jejich tabulkovými hodnotami [41]. Střední hodnota energie (viz tabulka č. 3.2) těchto dvou spekter je relativně nízká a záření není tolik prostupné. Tyto materiály je tedy vhodné používat pro zkoumání látek, které mají nízké protonové číslo. Vzhledem k minimálnímu výskytu brzděného záření by filtrace těchto RTG záření byla nepřínosná.

V tomto grafu můžeme také pozorovat spektra materiálů (Mo a W), jejichž protonová čísla jsou mnohem vyšší, než v případě chromu a mědi. U těchto dvou anod je tvorba rentgenového záření podstatně vyšší, což opět potvrzuje úměrnost vyjádřenou vztahem č. 2.1. Ve spektrech opět můžeme pozorovat výskyt charakteristických čar, jejichž pozici jsme opět, pro kontrolu simulace, porovnali s teoretickými hodnotami[41]. Tyto pozice našim

simulacím, stejně jako v předchozím případě, odpovídaly. Na obou spektrech pak vidíme, že pravděpodobnost tvorby brzdné složky rentgenového záření klesá v s rostoucí energií fotonů. Na tomto grafu si rovněž můžeme povšimnout absence píků  $K\alpha_1$  (59,318 keV),  $K\alpha_2$  (57,981 keV) a  $K\beta_1$  (67,244 keV) v případě wolframové anody. V závorkách jsou uvedeny vždy teoretické polohy těchto píků, podle tabulek charakteristických rentgenových čar [41]. Jejich nepřítomnost v tomto spektru je způsobena právě hodnotou urychlovacího napětí, které v tomto případě bylo 60 kV. Toto použité urychlovací napětí nebylo pro jejich tvorbu dostatečné. Tyto píky jsme mohli pozorovat výše v teoretické části například na grafu č. 2.4. V tabulce č. 3.2 jsou pro oba materiály opět zapsány hodnoty jejich středních energií a fotonového toku.

Především na základě těchto spekter, ale i dle číselných hodnot v tabulce č. 3.2 jsme schopni vyvodit, že použití nefiltrovaného záření, v případě molybdenové a wolframové anody, by nebylo pro tomografické měření ideální. Kvůli velkému počtu nízkoenergetických fotonů by zde byla velká pravděpodobnost toho, že se v CT datech budou vyskytovat tomografické artefakty. Hodnota jejich střední energie je sice v porovnání s měděnou a chromovou anodou větší, ovšem musíme uvážit skutečnost, že využití tyto anody nacházejí spíše v oblasti měření vzorků s vyšším absorpčním koeficientem, kde by tato střední energie pravděpodobně nebyla dostatečná. Pro tyto materiály je tedy vhodné využít přídatné filtrace, která tuto nežádoucí nízkoenergetickou část spektra omezí a zároveň zvýší hodnotu jejich střední energie.



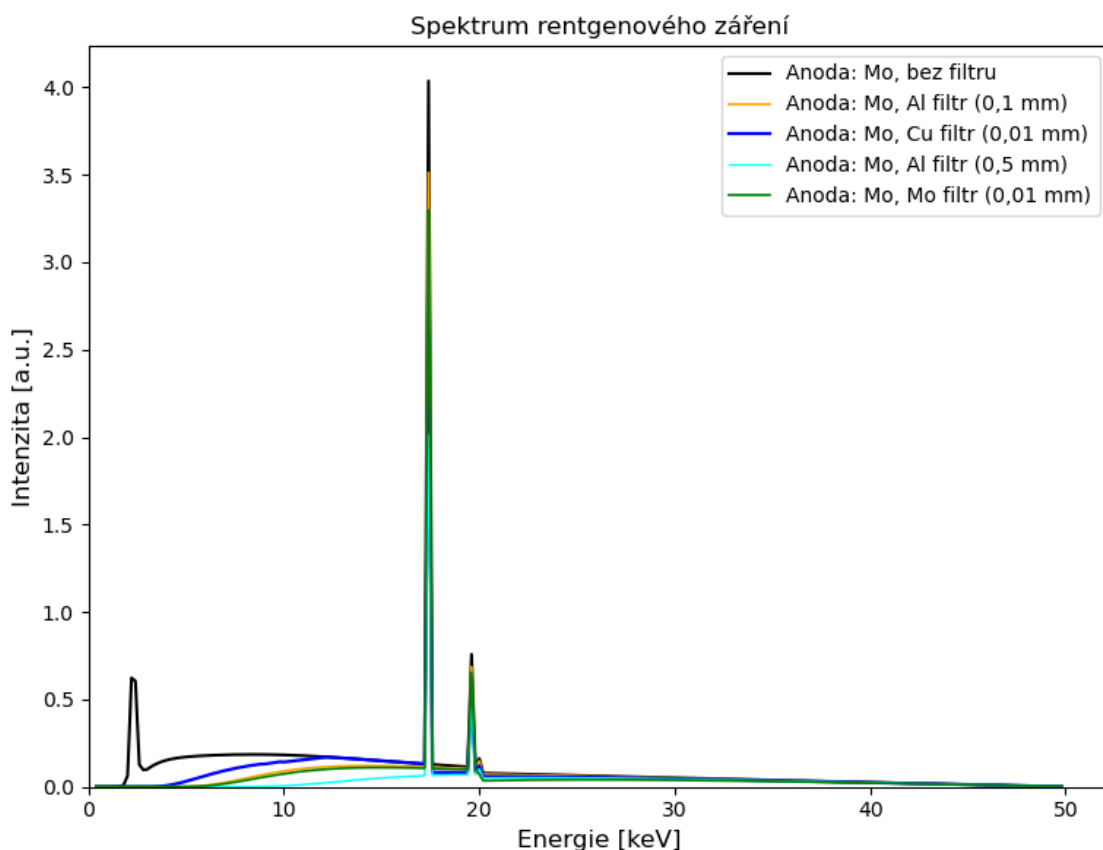
Obrázek 3.5: Spektra rentgenových záření pro nejvíce využívané materiály v tomografickém systému Rigaku Nano 3DX

### 3.2.2. Optimalizace filtračních materiálů a jejich tloušťek

Na základě předchozí podsekcce jsme došli k závěru, že pro lepší výsledek tomografického měření, bude výhodné upravit spektrum rentgenového záření generovaného molybdenovou a wolframovou anodou. V následujících podsekcích se tedy budeme věnovat výběru vhodných filtrů a optimalizaci jejich tloušťek tak, aby filtrace byla co nejúčinnější. Simulace byly opět provedeny v programu aRTist [32].

#### Filtrace RTG záření molybdenové anody

Nejprve jsme se pokusili upravit spektrum, které je generováno molybdenovou anodou. Výsledky, kterých se nám podařilo dosáhnout jsou zapsány v tabulce č. 3.3. Nasimulovaná spektra jsou zobrazena v grafu na obrázku č. 3.6. Při optimalizaci tohoto spektra jsme došli k závěru, že je výhodné volit materiály s nízkým protonovým číslem. Tyto materiály dokázaly odstranit nízkoenergetické fotony, a zároveň, při zvolení optimální tloušťky, se tolik nesnížila velikost fotonového toku. Vybírali jsme tedy filtry převážně z hliníku, mědi a molybdenu, jelikož jejich efektivita byla nejvyšší. Odstranit brzdnou složku rentgenového záření nejlépe dokázal hliníkový filtr o tloušťce 0,5 mm. Hodnota střední energie se po jeho použití zvýšila o 49,3 %, což je velmi dobré a záření by se díky tomu stalo prostupnějším. Na druhou stranu tento filtr způsobil pokles toku fotonů 62,3 % jeho původní hodnoty. Nejlepším filtrem pro úpravu molybdenového spektra byl po uvážení stejných parametrů vyhodnocen hliníkový filtr o tloušťce 0,1 mm, který zvýšil střední energii o 28,1 %, při poklesu fotonového toku o 36,2 %



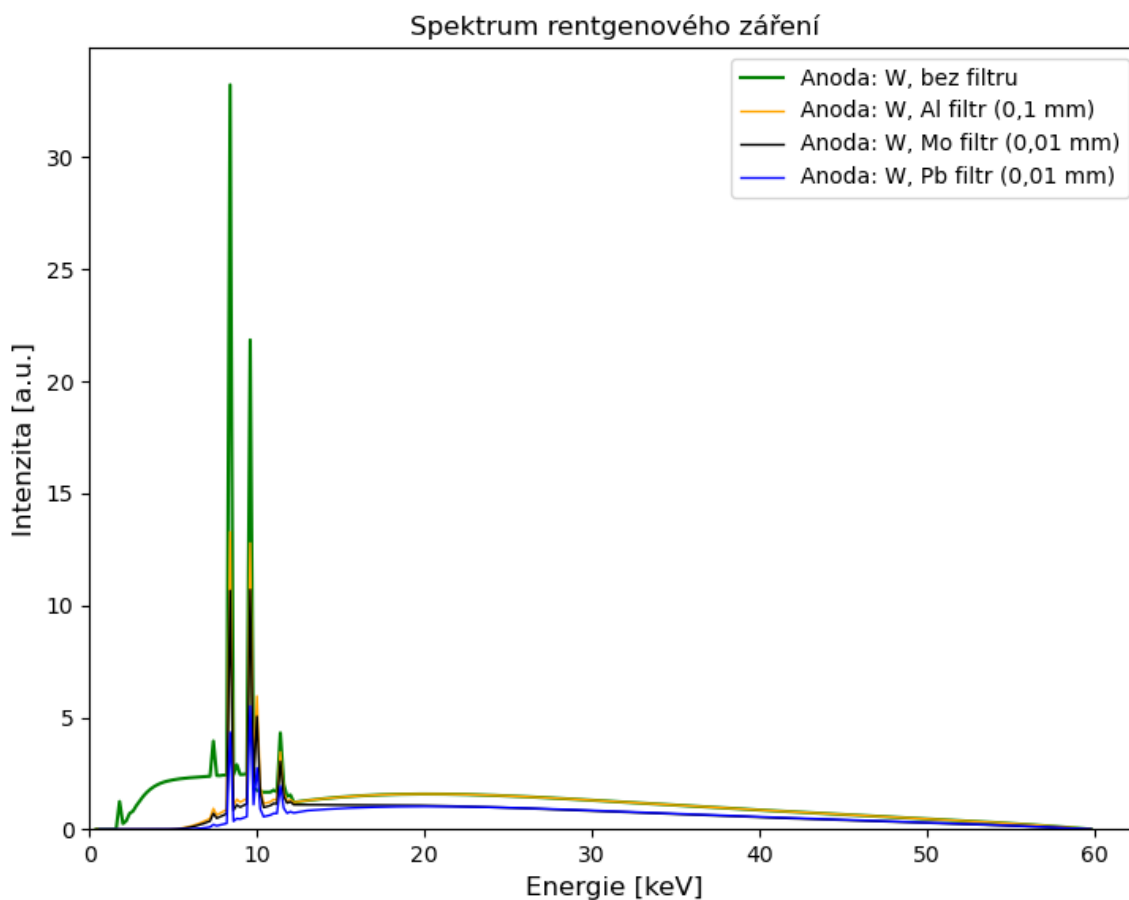
Obrázek 3.6: Graf znázorňující postupnou optimalizaci RTG záření

Tabulka 3.3: Tabulka shrnující výsledky, kterých bylo dosaženo přidáním různých filtrů, při použití molybdenové anody.

Filtr	Žádný -	Al 0,1 mm	Al 0,5 mm	Cu 0,01 mm	Mo 0,01 mm
Střední energie [keV]	16,042	20,554	23,944	20,502	20,290
Fotonový tok [ $\cdot 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ]	25,412	16,202	9,451	13,50	13,59

### Filtrace RTG záření wolframové anody

V této podsekcí bude ukázán výsledek hledání optimálního filtru pro wolframovou anodu. Jednotlivé simulace jsou znázorněny v grafu č. 3.7, nejdůležitější číselné údaje jsou uvedeny v tabulce č. 3.4. Pro wolframovou anodu již byl výběr materiálů větší, než v případě molybdenové anody. Po optimalizaci tloušťek jsme nejlepší dosažené výsledky vykreslili do grafu na obrázku č. 3.7. Ve všech těchto případech byla velmi dobře odstraněna nízkoenergetická část spektra. Velmi dobrými výsledky opět disponoval hliníkový filtr o tloušťce 0,1 mm. Dokázal odfiltrovat velkou část nízkoenergetických fotonů, zvýšit střední energii o 31,8 %, a to při snížení fotonového toku o 33,4 %. Nejlépe odstranil brzdnou složku rentgenového záření olověný filtr o tloušťce 0,01 mm. Střední energie se v tomto případě zvýšila o 39 %, fotonový tok ovšem poklesl o 45,9 %. Neoptimálnějším filtrem, který by sloužil k úpravě wolframového spektra je v tomto případě molybdenový filtr o tloušťce 0,01 mm. Tento filtr zvýšil střední energii o 35,3 %, při poklesu fotonového toku o 36,9 %.



Obrázek 3.7: Graf znázorňující postupnou optimalizaci RTG záření

Tabulka 3.4: Tabulka shrnující výsledky, kterých bylo dosaženo přidáním různých filtrů, při použití wolframové anody.

Filtr	Žádný	Al (0,1 mm)	Mo (0,01)	Pb (0,01 mm)
Střední energie [keV]	19,072	25,140	25,805	26,509
Fotonový tok [ $\cdot 10^{12} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ ]	3,586	2,390	2,261	1,941

### 3.2.3. Praktické hodnocení vlivu filtrace RTG spektra

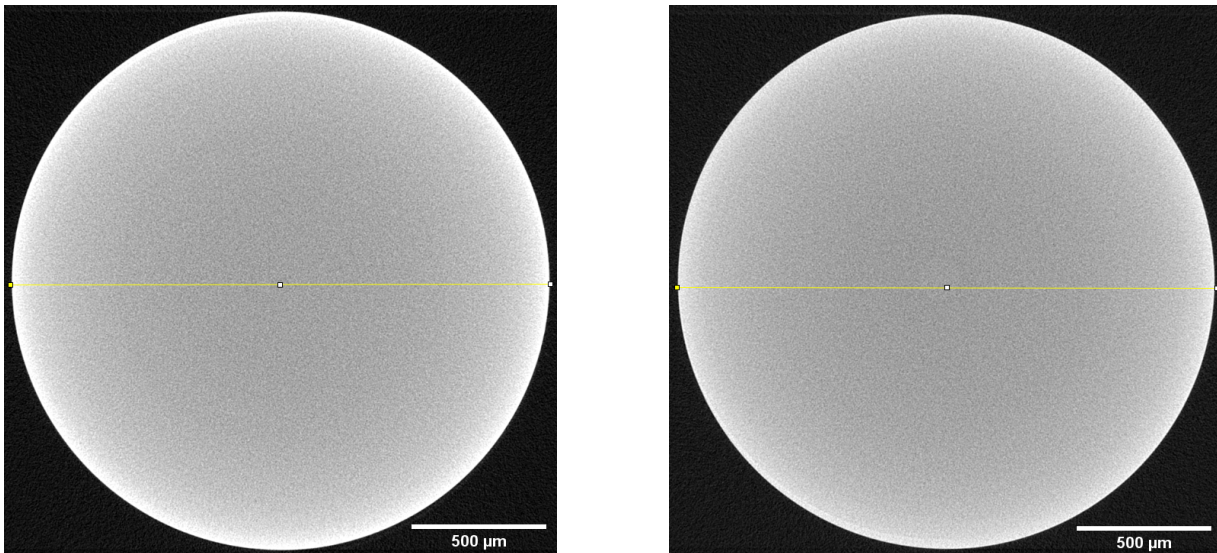
V předchozích dvou sekcích byla podrobně popsána rentgenová spektra, která jsou obecně využívána v přístroji Rigaku Nano 3DX. Následně byla provedena optimalizace těchto spekter vhodně zvolenou filtrací. Tato sekce se bude věnovat praktickému hodnocení filtrace rentgenového záření na reálných měřeních. Momentálně jsou v přístroji Rigaku Nano 3DX nejvíce využívanými anody z molybdenu a mědi. Jelikož jsme v této experimentální části chtěli poukázat právě na vliv filtrace, tak pro následující měření byla vždy využita molybdenová anoda.

#### Minimalizace výskytu Cupping artefaktu

Pro demonstraci účinku filtrace rentgenového záření bylo provedeno tomografické měření rubínové kuličky o průměru 2 mm. Pro toto měření byla využita molybdenová anoda. K detekci prošlé intenzity rentgenového záření byl použit detektor s CCD kamerou. Doba expozice byla tohoto měření byla 5 s. Nejprve bylo provedeno měření rubínové kuličky nefiltrovaným rentgenovým zářením. Jelikož měřený vzorek byl z homogenního materiálu s relativně velkým koeficientem absorpce, byla velká pravděpodobnost výskytu tzv. Cupping artefaktu. Podrobněji je příčina tohoto artefaktu popsána v sekci 1.6. Při druhém měření jsme tedy těsně za zdroj rentgenového záření umístili hliníkový filtr o tloušťce 0,1 mm. Z naměřených 3D tomografických dat byly pro analýzu vybrány CT řezy ze středu rubínové kuličky. Prostřední část kuličky byla vybrána zejména z důvodu největší pravděpodobnosti výskytu výše uvedeného artefaktu. Vybrané řezy, na kterých byla analýza provedena, jsou znázorněny na obrázku č. 3.8. Hodnocení vlastností těchto projekcí bylo založeno na několika parametrech, z nichž byly nejvíce vypovídající BRISQUE koeficient (z anglického „Blind Referenceless Image Spatial Quality Evaluator“) a závislost hodnoty úrovně šedé na poloze pixelu.

Jelikož jsme neměli žádný „ideální“ snímek, se kterým bychom mohli naměřené projekce porovnat, tak bylo nutné používat tzv. bezreferenční metody (z anglického „Referenceless“). Jednou z nich je výše zmiňovaný BRISQUE koeficient, který využívá regresního vektorového modelu, který slouží k odhadu náhodné veličiny, na základě znalostí jiných veličin. Tento regresní model je, na základě rozsáhlé obrázkové databáze, trénovaný na vyhodnocování kvality snímků. Výsledkem této metody je koeficient z rozmezí 0 - 100, kde 0 vykazuje ideální snímek bez chyb. [42]. Při provedení této analýzy nám pro projekci získanou původním, nefiltrovaným spektrem vyšel koeficient 55,52. Pro projekci získanou filtrovaným spektrem byla tato hodnota 44,25. Podle této metriky je tedy snímek získaný filtrovaným spektrem kvalitnější.





Obrázek 3.8: Rubínová kulička měřena nefiltrovaným zářením je znázorněna na obrázku vlevo. Vpravo je poté stejný vzorek měřen pomocí filtrovaného záření. Žlutá křivka naznačuje, v jaké pozici byla provedena analýza závislosti úrovně šedé na pozici pixelu.

V úrovni žlutých křivek, které jsou naznačeny uprostřed projekcí na obrázku č. 3.8 jsme v prostředí programu Python [36] vykreslili hodnotu úrovně šedé. Hodnoty v těchto grafech jsme normalizovali (metodou min-max normalizace (vztah č. 3.1) [43]) a porovnali. Výsledný graf je znázorněn na obrázku č. 3.9. V ideálním měření by pro měření homogenního vzorku měl tento graf vyjít jako konstantní přímka jejíž hodnota bude rovna 1. V reálných případech tomu tak ovšem není. Na tomto grafu pak dobře viditelný typický projev Cupping artefaktu, kde, jak již název napovídá, je křivka hodnoty šedé zobrazena do tvaru kalíšku. Průměrná hodnota úrovně šedé nám pro měření, ve kterém nebylo rentgenové záření filtrováno vyšla 0,76. Stejný výpočet jsme provedli i pro data, která byla měřena pomocí filtrovaného rentgenového záření. Průměrná hodnota šedé nám v tomto případě vyšla 0,89. Použitím hliníkového filtru jsme tedy dokázali snížit účinek Cupping artefaktu o 13 % a zlepšit tak celkovou kvalitu jednotlivých řezů.

$$y_{ij} = \frac{x_{ij} - \min(x_j)}{\max(x_j - \min(x_j))} \quad (3.1)$$

Změnu, kterou způsobila filtrace jsme hodnotili i podle dalších parametrů, jako třeba kontrast, nebo ostrost obrazu. Kontrast těchto řezů jsme počítali v tomto případě na základě tzv. Michelsonova kontrastu (vztah č. 3.2), který spočívá v porovnávání špičkových hodnot jasu ( $I$ ) daného snímku [44]. Vykreslili jsme si také histogram daných řezů, který je znázorněn na obrázku č. 3.10. Z tohoto grafu je patrné, že se nám filtrací podařilo omezit bílý okraj, který můžeme pozorovat v CT řezu pořízeném nefiltrovaným zářením. Tím se nám tedy potvrdilo minimalizování projevu Cupping artefaktu. Jelikož histogram vyjadřuje relativní četnosti všech stupňů jasu, lze na základě jeho tvaru získat i informaci o kontrastu, který ve snímku máme. Jeli tvar histogramu úzký, tak je ve snímku nízký kontrast. Naopak v případě širokého rozložení je kontrast v obrázku větší. Při pohledu na histogram na obrázku č. 3.10 usuzujeme, že kontrast obou snímků je velmi podobný. Tento fakt se nám potvrdil i po číselném vyjádření hodnoty kontrastu (viz 3.5).

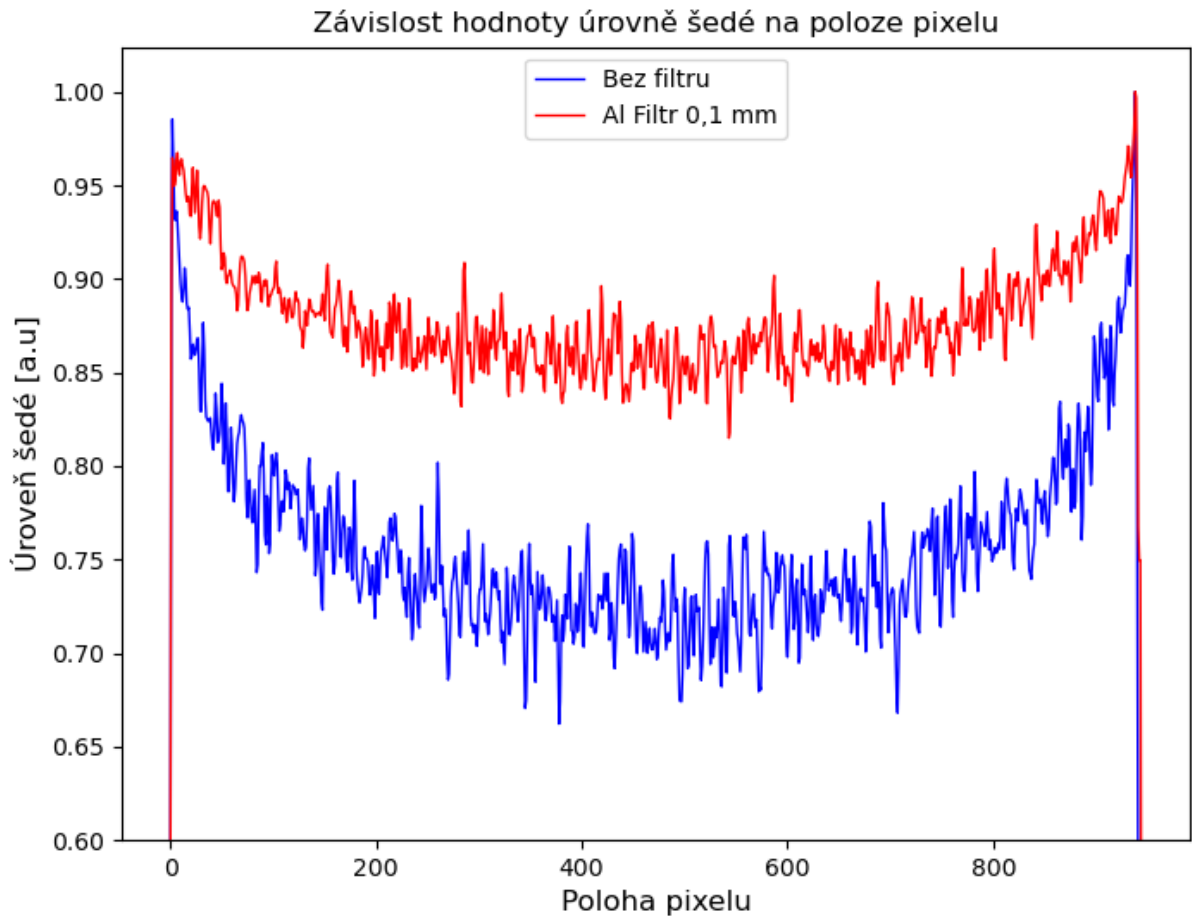


$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100 \quad (3.2)$$

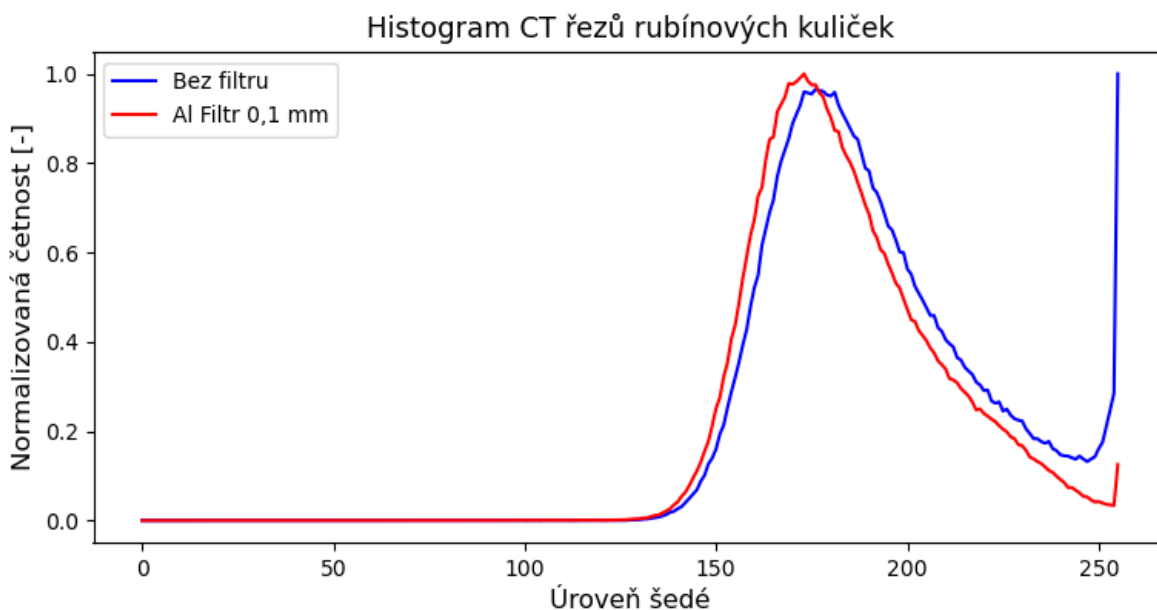
Posledním parametrem, který jsme hodnotily, byla ostrost obrázku. Pro vyhodnocování tohoto parametru jsme postupovali na základě článku [45], ve kterém se touto problematikou zabývají. Postupy sloužící k vyhodnocení ostrosti obrázků jsou většinou založeny na výpočtu šířky hrany, na základě počtu pixelů, které ji tvoří. Zde byla ostrost hran rovněž odhadována, ovšem na základě jiného kritéria. Odhad byl v tomto případě posuzován na základě změn hodnot šedi v oblasti hrany. V tomto případě lepší hodnota ostrosti vyšla v případě využití nefiltrovaného RTG.

Tabulka 3.5: Tabulka shrnující výsledky, kterých bylo dosaženo filtrací rentgenového záření. Hodnota v parametru „Cupping“ určuje míru vlivu tohoto artefaktu na škále 0-100.

Parametr	BRISQUE [ - ]	Cupping [ - ]	Kontrast [ - ]	Ostrost [ - ]
Bez filtru	55,52	24	49,96	114,34
S filtrem	44,25	11	49,89	94,64



Obrázek 3.9: Graf závislosti hodnoty úrovně šedé na poloze pixelu detektoru. Analýza byla provedena na normalizovaných datech.



Obrázek 3.10: Histogram projekcí rubínových kuliček.

### Experimentální měření materiálu s nízkým koeficientem absorpce

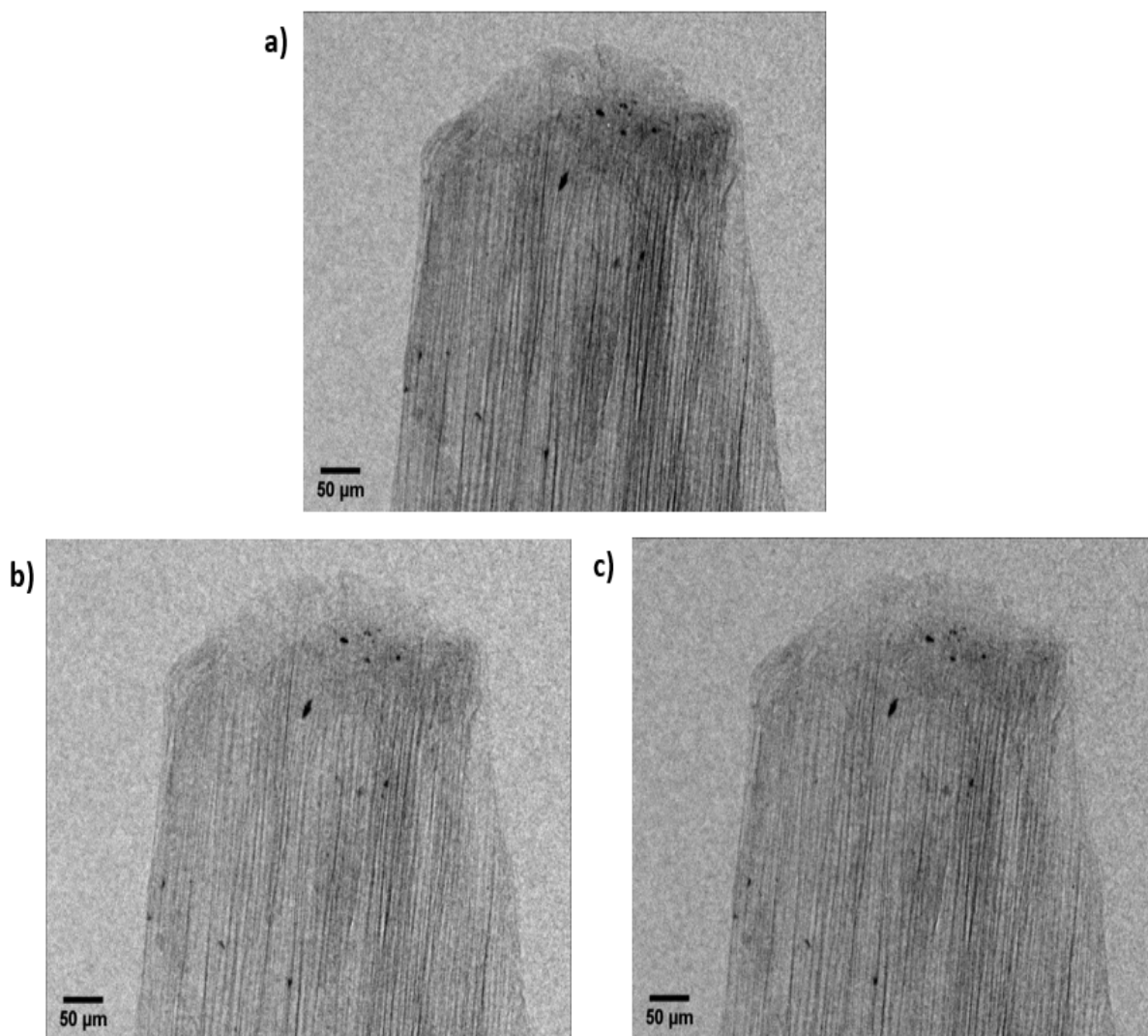
V tomto měření bylo cílem získat srovnání výsledků, kterých bylo dosaženo měřením vzorku s nízkým koeficientem absorpce. Pro tento experiment bylo jako vhodný vzorek vybrána část dřevěného párátko. Měření bylo provedeno opět s použitím molybdenové anody. Tato anoda byla vybrána záměrně, za účelem experimentálního dokázání nežádoucích důsledků filtrace rentgenového záření na vzorcích s nízkým absorpčním koeficientem. Detekce byla i v tomto případě provedena pomocí detektoru se CCD kamerou. Nejprve bylo uskutečněno měření bez přídavné filtrace. Pro druhé měření byl zvolen hliníkový filtr s tloušťkou 0,1 mm. Pro poslední měření byl zvolen molybdenový filtr s tloušťkou 0,01 mm. V tomto případě se postup měření od toho předchozího lišil. Naměřeny byly v tomto případě pouze radiogramy daného vzorku. Jednotlivé radiogramy jsou zobrazeny na obrázcích č. 3.11a), 3.11b) a 3.11c).

Nejprve jsme si vykreslili histogram jednotlivých projekcí (viz 3.12). Na základě tohoto histogramu usuzujeme, že po přidání filtrace došlo ke snížení kontrastu, jelikož tvar píků radiogramů získaných filtrovaným rentgenovým zářením je v porovnání s nefiltrovaným mnohem užší. Tento fakt je způsoben tím, že při filtraci odstraníme nízkooenergetickou část fotonů a zvýšíme tak střední energii daného záření. Záření se tedy stává prostupnějším (viz sekce č. 2.7). U vzorků, které disponují nízkým koeficientem absorpce, se tento jev projeví právě sníženým kontrastem, jelikož většina fotonů je schopna projít skrz vzorek a dopadnout na detektor.

Parametry, podle kterých jsme hodnotily tyto radiogramy byly: kontrast, BRISQUE koeficient a ostrost[42, 45]. Tyto parametry jsme získali obdobným způsobem jako tomu bylo v předchozím experimentu. Hodnoty těchto koeficientů jsou zapsány v tabulce č. 3.6.

Hodnoty v zapsané výše v tabulce č. 3.6 nám naše předpoklady potvrdily. Filtrace rentgenového záření v tomto experimentu vedla ke snížení kontrastu, což je nežádoucí. Filtrace rentgenového záření je tedy v některých případech prospěšná, jako v předchozím případě, kdy jsme měřili vzorek s relativně vysokým koeficientem absorpce. Pro měření vzorků jejichž koeficient absorpce je nízký je lepší zvolit buďto nefiltrované záření, nebo záření generované anodou z jiného materiálu, např. z mědi, nebo chromu. Ačkoliv se na

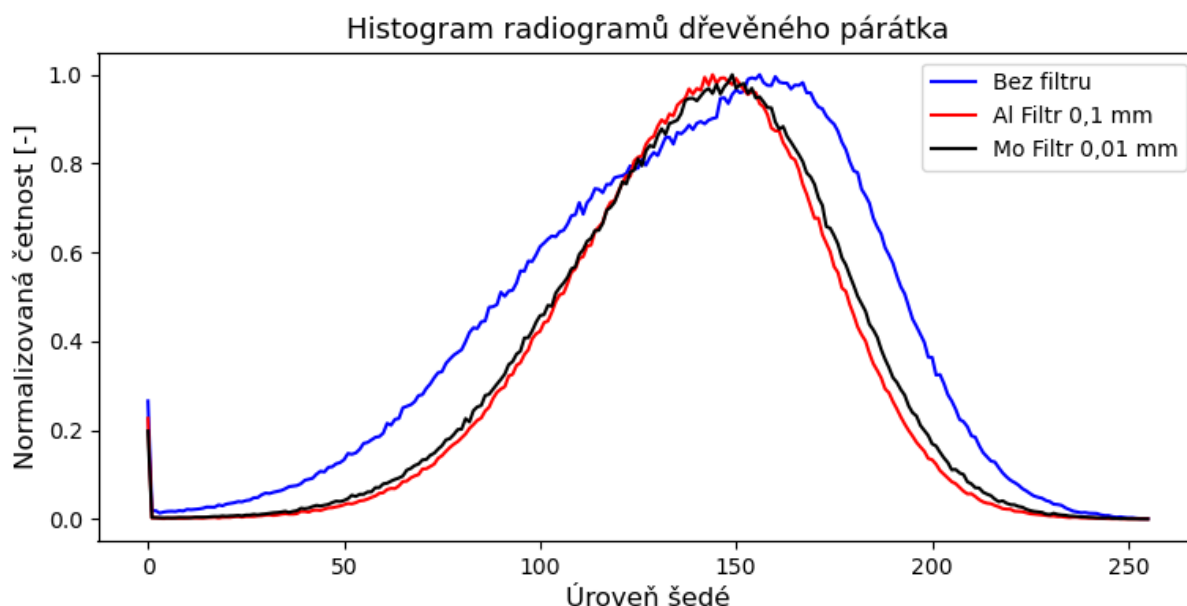
základě předchozích, spíše teoretických úvah, dal tento výsledek očekávat, chtěli jsme naši hypotézu, tímto experimentem s molybdenovou anodou, potvrdit.



Obrázek 3.11: Radiogram dřevěného párátko: a)bez přídavné filtrace, b)s Al filtrem (0,1 mm), c) s Mo filtrem (0,01 mm)

Tabulka 3.6: Tabulka shrnující výsledky, kterých bylo dosaženo při analýze jednotlivých radiogramů.

Parametr	BRISQUE [ - ]	Kontrast [ - ]	Ostrost [ - ]
Bez filtru	56,71	71,36	104,55
S Al filtrem (0,1 mm)	54,71	67,21	104,89
S Mo filtrem (0,01 mm)	57,58	66,97	104,43



Obrázek 3.12: Histogram jednotlivých rentgenových radiogramů dřevěného párátka

### 3.3. Konstrukce motorizovaného výměníku

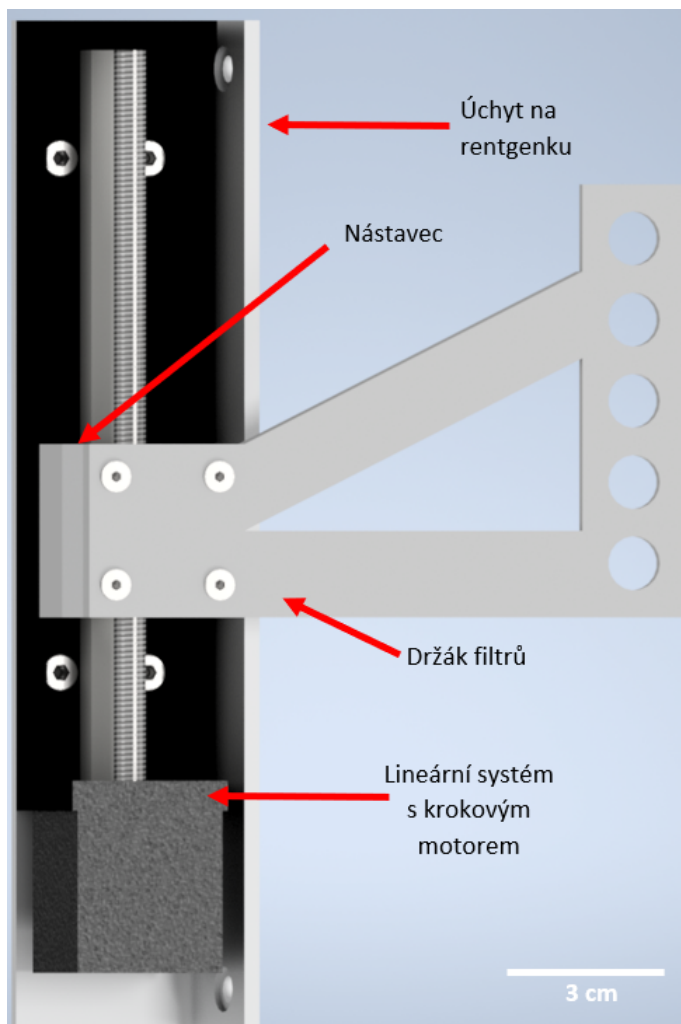
Tato sekce bude věnována samotnému postupu při konstrukci motorizovaného výměníku. Jednou z motivací k implementaci motorizovaného výměníku filtrů do tomografického přístroje Rigaku Nano 3DX je nahrazení aktuálně používané manuální výměny. Softwarově řízená motorizovaná výměna filtrů by tak vedla k urychlení procesu nastavování každého měření. Zároveň by se snížil počet úkonů, které nyní uživatel musí provádět v měřicí komoře. Hlavním přínosem motorizovaného výměníku by byla možnost jednodušeji provádět techniku duálně energetické výpočetní tomografie (DECT z anglického "Dual-Energy Computed Tomography"), jejíž princip spočívá ve využití dvou energeticky odlišných spekter pro rozlišení jednotlivých komponent daného vzorku. Aplikace motorizovaného výměníku by tak přímo navázala na již využívanou možnost softwarové výměny materiálu anody v rentgence, a tak zvýšila celkovou efektivitu a potenciál tohoto unikátního tomografického přístroje.

#### 3.3.1. Požadované parametry výměníku

Na základě simulací v sekci 3.2.2 a následné komunikaci s japonskou firmou Rigaku bylo rozhodnuto o celkovém počtu pěti slotů s otvorem o průměru 10 mm. Oproti komerčně dostupným řešením je tento počet nižší. Důvodem používání vyššího počtu filtrů u ostatních tomografických přístrojů je, že většina těchto zařízení využívá ke generaci rentgenového záření pouze wolframovou anodu. Přídavná filtrace je tak hlavním způsobem úpravy rentgenového spektra. Na rozdíl od toho Rigaku Nano 3DX využívá změny tvaru spektra nejen pomocí filtrace, ale také výměnou materiálu anody, tudíž je i nižší počet pěti slotů, pro tento systém dostačující. První slot na výměníku bude sloužit v těch případech měření, která nevyžadují filtraci (při použití chromové a měděné anody). Následující sloty by měly sloužit pro nalepení čtyř neoptimálnějších a nejvíce využívaných filtrů.

### 3.3.2. Hlavní součásti výměníku

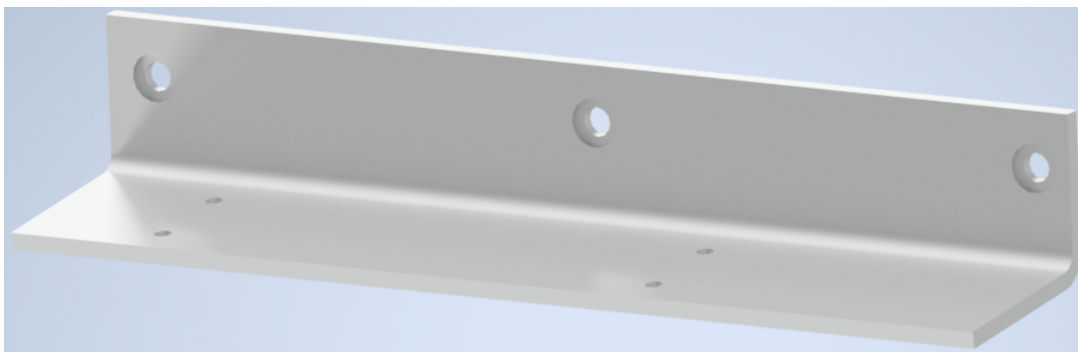
Výměník se skládá ze čtyř hlavních součástí: úchyt na rentgenku, lineární systém, nástavec a držák filtrů. V této sekci bude návrh ukázán návrh jednotlivých součástí. Zároveň zde bude uveden jejich účel.



Obrázek 3.13: Vizualizace celého výměníku i s jeho popisem.

#### Úchyt na rentgenku

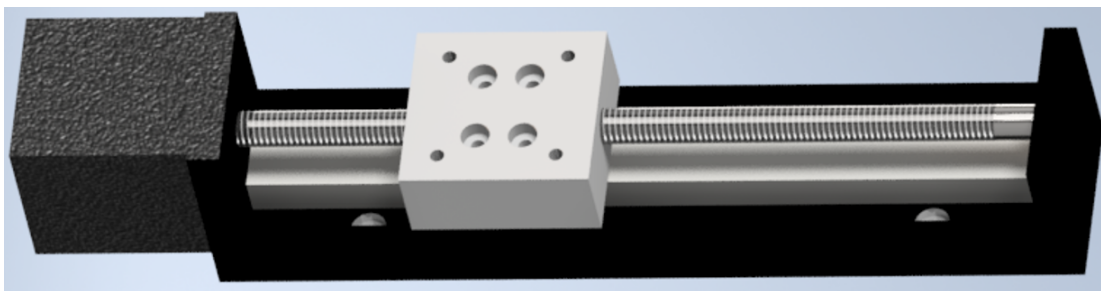
Prvním dílem výměníku je tzv. úchyt na rentgenku. Na tuto součást se připevní ostatní díly výměníku. Celý výměník se pak uchytí na rentgenku v Rigaku Nano 3DX pomocí tří šroubů s nízkou válcovou hlavou a vnitřním šestihranem o rozměru M4x20. Pozice těchto šroubů je znázorněna na obrázku č. 3.18. Vizualizace návrhu této součásti pro první prototyp motorizovaného výměníku je zobrazena na obrázku 3.14. Ačkoliv se může zdát, že se jedná o typický hliníkový L-profil, není tomu tak. Tento díl byl vyroben ohnutím do úhlu  $84^\circ$ . Důvod takto specifického ohnutí je ten, že rovina výstupního okénka rentgenky je vůči krytu rentgenky pootočená o  $6^\circ$ . Ohnutím do úhlu  $84^\circ$  tak bylo docíleno rovnoběžnosti mezi rovinou výstupního berylliového okénka rentgenky a rovinou otvoru v jednotlivých slotech výměníku.



Obrázek 3.14: Vizualizace úchytu na rentgenku.

### Lineární systém s krokovým motorem

Druhou částí výměníku je lineární systém, který umožňuje regulovatelný pohyb v jedné ose. Tento systém se skládá z lineárního vedení, vozíku, pohonu a rotační osy. Posuvná délka tohoto vedení je 100 mm a nejrychlejší možný posuvný pohyb vozíku je 40 mm/s. Lineární systém, který byl vybrán pro výrobu motorizovaného výměníku je poháněn bipolárním krokovým motorem velikosti NEMA11 (24 V, 0,6 A, 0,07 Nm). Rotační osou tohoto systému je trapézový šroub s 2mm stoupáním závitu. Vedení je upevněno na úchyt na rentgenku pomocí 4 šroubů s nízkou válcovou hlavou a vnitřním šestihranem o rozměru M3 x 8, odpovídajících podložek a matic. Maximální zátěž, se kterou je možné manipulovat ve vertikálním směru činí 1 kg. Ukázka tohoto lineárního vedení je na obrázku 3.15.



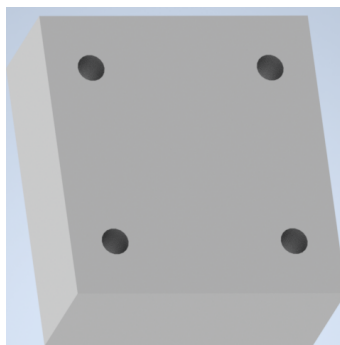
Obrázek 3.15: Lineární vedení poháněné krokovým motorem.

### Nástavec

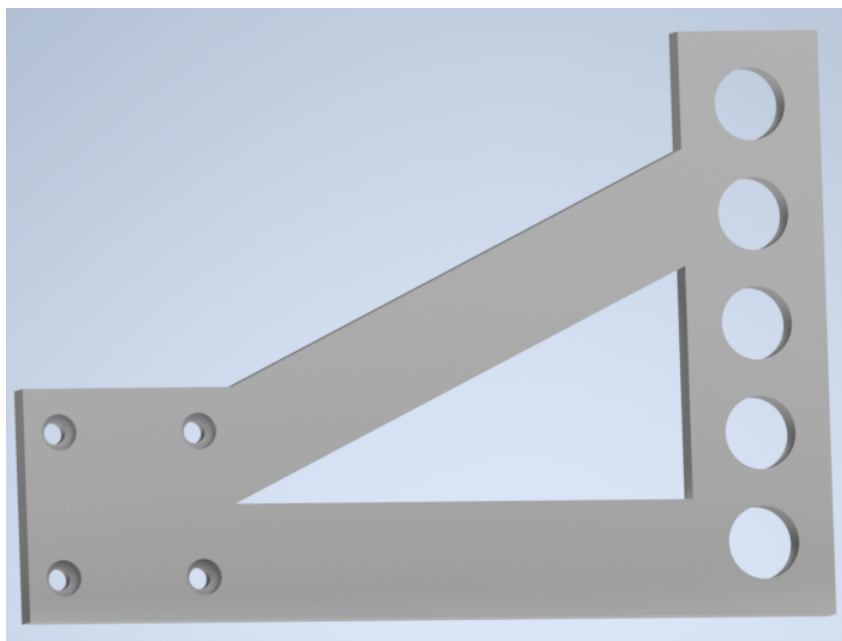
Třetím dílem je tzv. nástavec. Tento díl se připevňuje přímo na vozík lineárního systému. Tato součást slouží k umístění držáku filtrů do správné pozice. Vizualizace této součásti je znázorněna na obrázku č. 3.16.

### Držák filtrů

Poslední součástí výměníku filtrů je tzv. držák filtrů. Tato součást se společně s nástavcem připevňuje k vozíku na lineárním systému. Toto uchycení je provedeno pomocí 4 šroubů s nízkou válcovou hlavou a vnitřním šestihranem o rozměru M3 x 20. Držák filtrů obsahuje v pravé části požadovaných 5 slotů, sloužících k umístění jednotlivých filtrů. Ukázka této součásti je na obrázcích 3.17. Samotné filtry, v podobě tenkých kovových plechů, se na tuto součást upevňují lepením pomocí lepidla na kovy. Tato technika byla převzata ze současných filtrů (obrázek 3.3).



Obrázek 3.16: Vizualizace nástavce

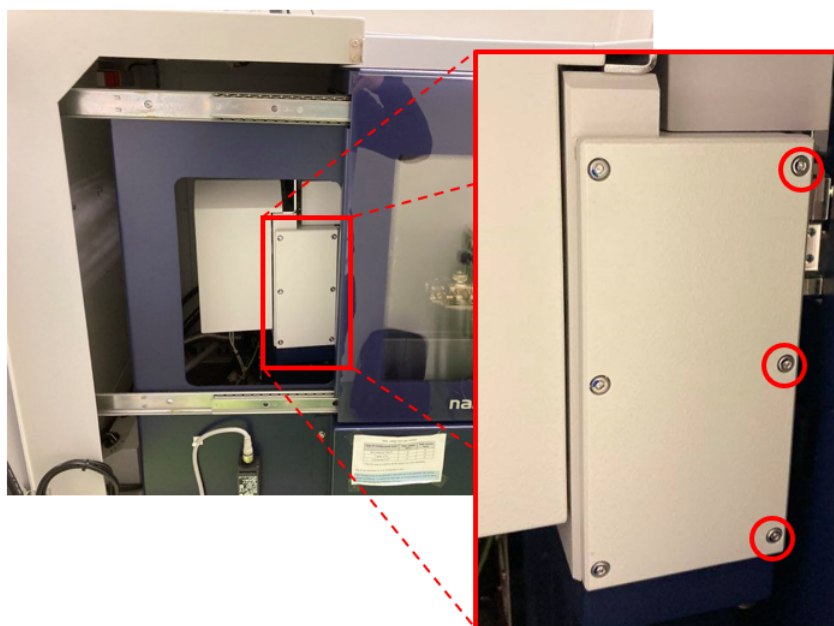


Obrázek 3.17: Vizualizace držáku filtrů

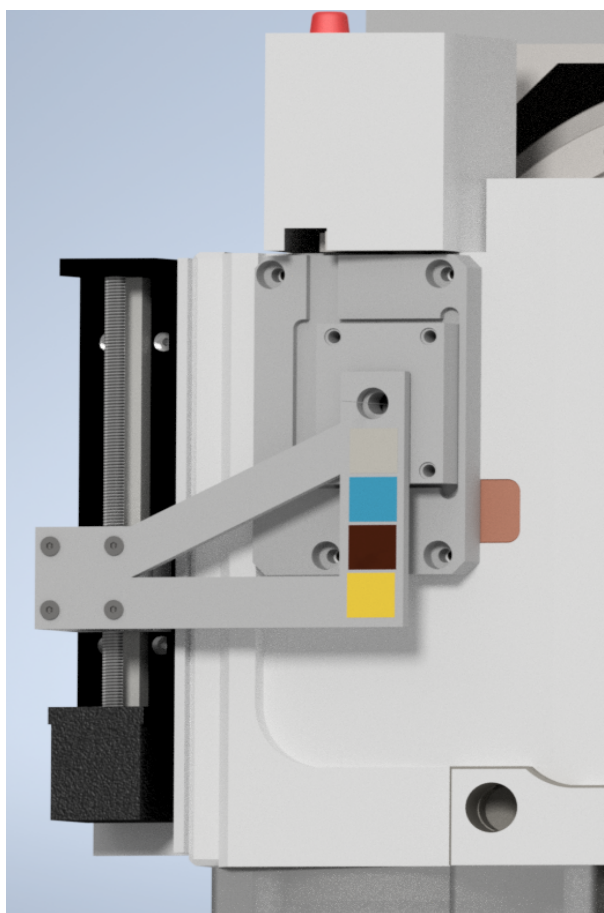
### 3.3.3. Umístění výměníku

Pro vybrání nejvhodnějšího umístění výměníku bylo nutné nejprve zmapovat část přístroje Rigaku Nano 3DX, ve které je umístěna rentgenka. Prostory byly změřeny a na základě nich byl, v prostředí návrhářského programu Autodesk Inventor [46], vytvořen 3D model. Požadavkem na výběr správného umístění byla zejména snadná montáž do stávajícího přístroje (bez nutnosti konstrukčních úprav). Tento požadavek splňovalo řešení, které by spočívalo v připevnění všech částí motorizovaného výměníku přímo na kryt uzavírající rentgenku. Toto vybrané umístění je znázorněno na obrázku č. 3.18. Vizualizace výsledného návrhu celého výměníku umístěného na rentgence je na obrázku č. 3.19.





Obrázek 3.18: Umístění motorizovaného výměníku na rentgenku

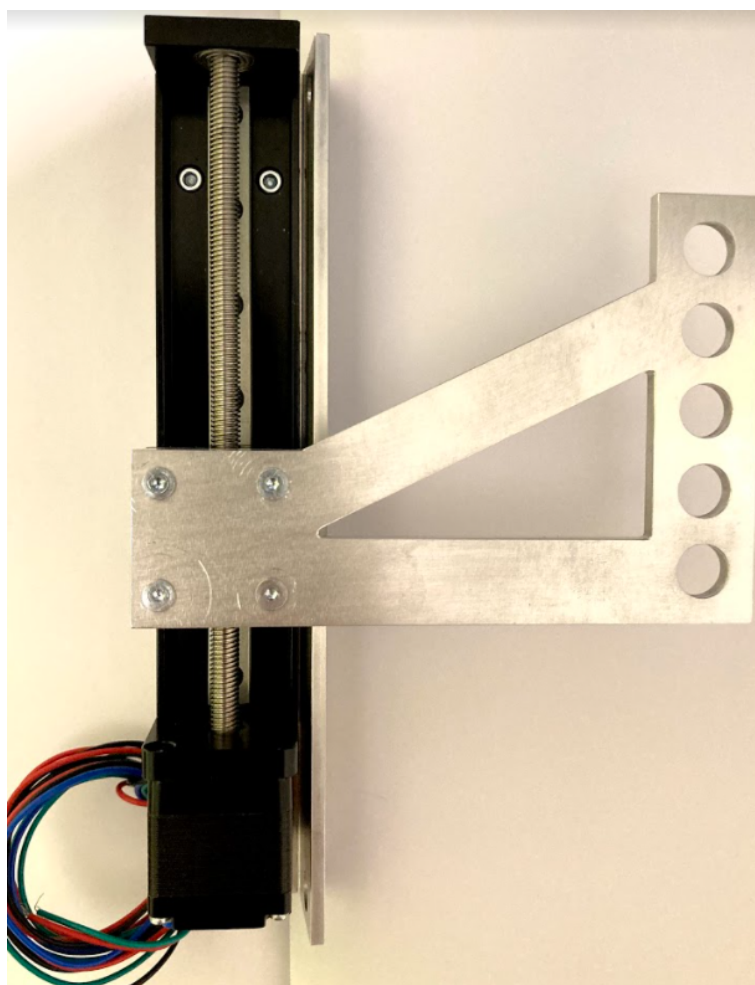


Obrázek 3.19: Vizualizace výměníku po aplikaci do přístroje



### 3.3.4. Výroba prvního prototypu

Výše popsané součásti jsou všechny vyrobeny z hliníku EN AW 6063. Hlavními důvody pro výběr tohoto materiálu byly zejména jeho nízká hmotnost, odolnost vůči korozi, výborné vlastnosti tvárnosti, dobrá obrobitelnost a možnost případné eloxace, či lesklé úpravy. Všechny výše uvedené součásti, kromě lineárního systému, byly vyrobeny v Brně, konkrétně ve firmě Ergozet. Úchyt na rentgenku se vyráběl ohýbáním (o úhel  $84^\circ$ ) hliníkového plechu o síle 3 mm. Držák filtrů byl vyroben z hliníkového plechu o síle 4 mm. Vybraný lineární systém je vyroben částečně z hliníku, a částečně z nerezové oceli. Celková váha této sestavy s použitými šrouby činí pouhých 505 g (úchyt na rentgenku 85 g, lineární vedení 333 g, nástavec 32 g a držák filtrů 45 g). Vzhled reálného prototypu je na obrázku č. 3.20.



Obrázek 3.20: Fotografie prvního vyrobeného prototypu motorizovaného výměníku.

### 3.3.5. Elektronické zapojení a ovládání výměníku

Elektronická část výměníku filtrů se skládá ze zdroje, řadiče pro krokové motory a řídicí desky Arduino UNO. Zdroj stejnosměrného napětí (DC 24 V, 1 A) byl zvolen podle specifikací krokového motoru NEMA 11. Pro tento výměník byl v rámci této bakalářské práce rovněž vytvořen řídicí software.

## Řadič pro krokové motory

Jako řadič pro krokové motory (z anglického „stepper driver“) byl pro výměník zvolen typ HY-DIV-268N-5A [47]. Tento řadič je vhodný pro všechny krokové motory do velikosti NEMA24 a disponuje několika funkcemi, mezi které patří mikrokrokování, omezení vstupního proudu, nebo automatické snížení proudu při nečinnosti. Jeden krok krokového motoru způsobí pootočení osy o  $1,8^\circ$ . To znamená, že pro vykonání celé jedné otáčky musí motor udělat 200 kroků. Mikrokrokování umožňuje násobit celkový počet kroků, které musí motorek pro vykonání jedné otáčky provést. Řadič vybraný do této sestavy umožňuje zvýšit počet kroků 2x, 4x, 8x, 16x. Mikrokrokování by mělo za důsledek hladší a tišší chod lineárního vedení. Na druhou stranu by se zvýšila pravděpodobnost toho, že motorek při provozu bude ztrácet kroky. Při mikrokrokování totiž dochází ke snížení točivého momentu motoru. V tabulce 3.7 je vyjádřeno procentuální snížení točivého momentu, v závislosti na zvoleném typu mikrokrokování [48]. Jelikož je pozice motorku po aplikaci do přístroje Rigaku Nano 3DX vertikální, nebyla možnost mikrokrokování, z důvodu ztráty točivého momentu, využita.

Tabulka 3.7: Tabulka vyjadřující závislost snížení točivého momentu krokového motoru na zvoleném typu mikrokrokování

Počet kroků na jeden plný krok	Velikost točivého momentu [%] (vztaženo k celokroku)
1	100,00
2	70,71
4	38,27
8	19,51
16	9,80

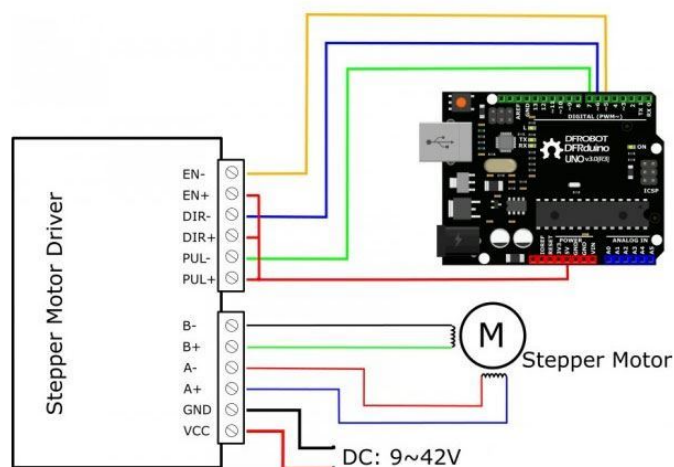
## Řídicí deska

Celý výměník je řízený přes počítač skrz řídicí desku Arduino UNO. Tato deska byla vybrána zejména kvůli její výborné kompatibilitě s ostatními součástkami, ale také například kvůli jejímu USB výstupu. Tato deska pracuje při provozním napětí 5 V, tudíž může být napájena USB kabelem připojeným k počítači. Interní paměť této desky je 25 KB, což je pro tento projekt dostatečné. Do této interní paměti byl nahrán program řídicí polohování do požadovaných pozic. Schéma elektronického zapojení celého výměníku je na obrázku č. 3.21.

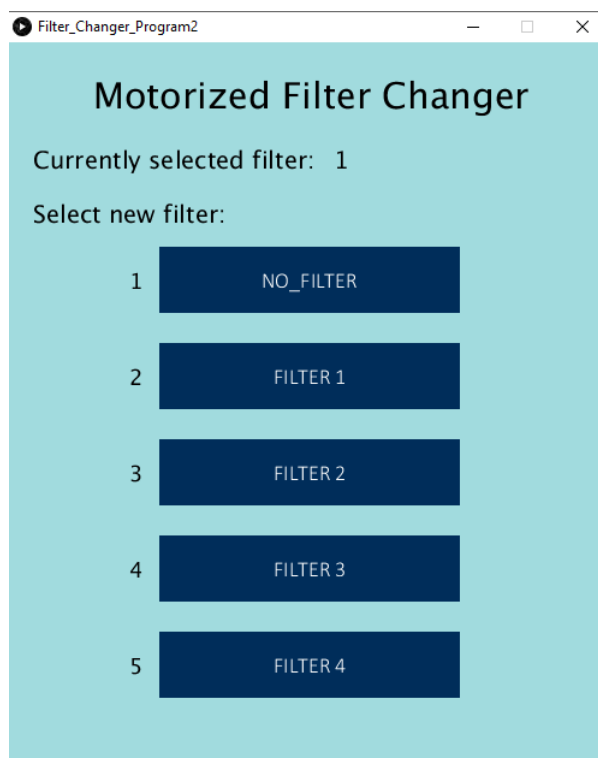
## Ovládací software

Software pro kontrolu pohybu motoru, který je nahrán v desce Arduino UNO, byl vytvořen v programu Arduino IDE [49]. V prostředí programu Processing [50] byla následně vytvořena aplikace, která komunikuje s deskou Arduino UNO přes sériový port počítače. Prostedí programu Processing bylo vybráno pro tento projekt zejména kvůli jeho výborné kompatibilitě právě s programem Arduino IDE. Vzhled ovládacího programu pro motorizovaný výměník je zobrazen na obrázku č. 3.22. Pro jednodušší ovládání a kontrolování pozic je horní částí zobrazena vždy aktuální vybraná pozice. Tato pozice se změní

poté, co výměník dokončí pohyb. V druhé části se nachází pět tlačítek, jejichž výběrem se výměník automaticky posune do požadované pozice.



Obrázek 3.21: Schéma zapojení elektronické části výměníku filtrů. Zdroj:[47].



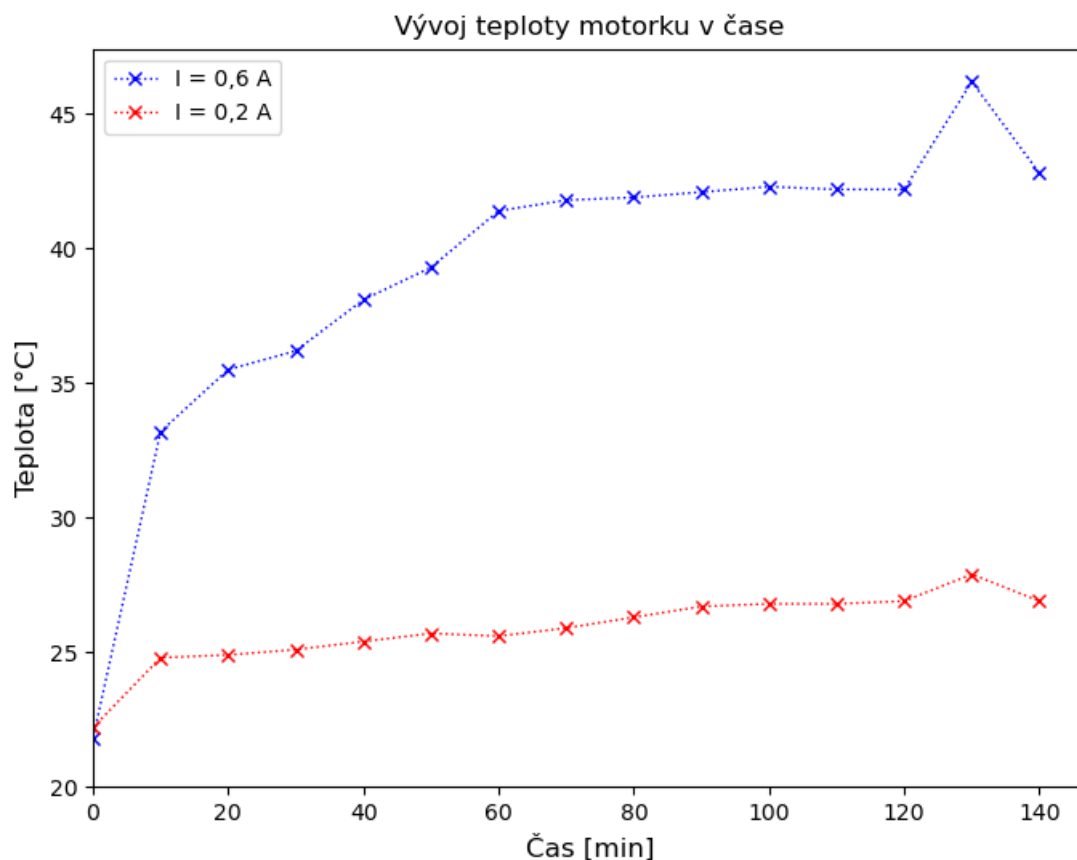
Obrázek 3.22: Ovládací prostředí výměníku filtrů.

### 3.3.6. Testování motorizovaného výměníku

Tato podsekcce bude popisovat testy, které byly s výměníkem provedeny. Bude se tedy věnovat analýze vývoje teploty krokového motoru v čase, přesnosti pohybu lineárního systému, bezpečnosti umístění výměníku na rentgenku a reálnému testu přímo na rentgence přístroje Rigaku Nano 3DX.

### Vývoj teploty krokového motorku v čase

Poté, co byla zapojena elektronická část výměníku, nastalo jeho testování. Na řadiči pro krokové motory bylo nastaveno omezení vstupního proudu na 0,6 A, což je maximální možný vstupní proud pro tento krokový motor velikosti NEMA11. Po několika minutách se motorek zahříval. Následně byl tedy proveden test na vývoj teploty krokového motoru v čase. Tento test byl proveden tak, aby co nejvíce odpovídal reálné situaci. Po zapnutí byl vozík s nástavcem a držákem filtrů posunut desetkrát do různé pozice, což simulovalo výběr pozice filtru před začátkem měření. V dalším kroku byl výměník umístěn ve vertikální pozici po dobu 2 hodin. Každých 10 minut pak byla pomocí termokamery HIKVISION (DS-2TP31B-3AUF) [51] měřena teplota krokového motoru. Hodnoty jsme zaznamenávali a vynesli je do grafu č. 3.23.



Obrázek 3.23: Vývoj teploty krokového motorku v čase

Nejprve došlo ke skokové změně teploty, která následně konvergovala k hodnotě 42 °C. Poté bylo provedeno opět 10 posuvů do různých pozic, při které došlo opět ke skokové změně na 46 °C. Během 10 minut však teplota opět klesla k původním 42 °C. Tato hodnota je pro krokové motorky velikosti NEMA11 snesitelná. Ovšem tento přístroj je upevněn na rentgenku, která musí být velmi dobře chlazená, tudíž vznikající teplo od tohoto motorku je nežádoucí. Zvýšená teplota v měřící komoře by mohla také negativně ovlivnit samotné měření, jelikož by mohlo, z důvodu teplotní expanze, dojít k pohnutí vzorku. Z těchto důvodů byl na řadiči vstupní proud omezen na pouhých 0,2 A a bylo provedeno stejné měření, jako v předchozím případě. Nejvyšší dosažená teplota během 120 minut byla 26,9 °C. Výsledky tohoto měření jsou znázorněny na obrázku č. 3.23. Na základě těchto výsledků bylo rozhodnuto o používání vstupního proudu 0,2 A.

## Přesnost pohybu lineárního systému

Další test, který byl na výměníku proveden, byl zaměřen na zjištění přesnosti jeho pohybu. Cílem tohoto testu bylo zjistit, zda motorek (při vstupním proudu 0,2 A) během pohybu nevychází, popř. nepřidává kroky. To by mělo za následek posun do nežádoucích pozic. V softwaru, který je nahrán do desky Arduino UNO, jsou přesně nadefinované pozice. Vzdálenost mezi jednotlivými pozicemi je 15 mm, tudíž motorek musí udělat 1500 kroků. Výměník byl postupně posouván do různých pozic a posuvným měřidlem byla měřena vzdálenost, kterou vozík urazil. Toto měření bylo celkem provedeno padesátkrát. Naměřené hodnoty jsou zapsány v tabulce č. 3.8.

Z naměřených hodnot jsme byly statisticky vyhodnocovány nejistoty měření. Tyto nejistoty jsme dělili na nejistoty typu A a typu B. Nejistotu typu B, která může být způsobena například nepřesností měřidla, nevhodnou technikou měření, nebo nedokonalostí lidského smyslu při odečítání na měřidle, jsme zvolili  $\Delta_B \bar{x} = 0,025$ , jakožto polovinu nejmenšího dílku na stupnici měřidla. Poté byla vyhodnocena nejistota typu A. Pro její výpočet jsme z naměřených hodnot nejdříve vypočítali aritmetický průměr.

$$\bar{x} = \frac{\sum_1^{50} x_i}{50} = 15,001 \text{ mm} \quad (3.3)$$

Dále jsme podle rovnice 3.4 určovali výběrovou směrodatnou odchylku aritmetického průměru.

$$\sigma(\bar{x}) = \sqrt{\frac{\sum_i^{50} (x_i - \bar{x})^2}{50 \cdot (50 - 1)}} = 0,004 \text{ mm} \quad (3.4)$$

poté jsme určili interval, který s 95% pravděpodobností obsahuje správnou hodnotu. Pro výpočet takového intervalu jsme výběrovou směrodatnou odchylku vynásobili koeficientem z tzv. Studentova rozdělení. Pro 50 měření tato hodnota je  $k = 2,009$ . [52]

$$\Delta_A \bar{x} = k \cdot \sigma(\bar{x}) = 0,007 \text{ mm} \quad (3.5)$$

Na závěr jsme vypočítali kombinovanou nejistotu, která zahrnuje nejistotu obou typů.

$$\Delta_C = \sqrt{\Delta_A^2 + \Delta_B^2} = 0,026 \text{ mm} \quad (3.6)$$

Skutečná vzdálenost, kterou urazí vozík při přesunu z jedné pozice do druhé je:

$$x = (15,001 \pm 0,026) \text{ mm}. \quad (3.7)$$

Na základě statistického rozboru tohoto testu je patrné, že lineární systém při svém pohybu neztrácí kroky a pohybuje se přesně. Kdyby tomu tak nebylo, tak by se tato chyba po 50 měřeních projevila. Když se ovšem podíváme na výsledný interval, tak téměř celou kombinovanou nejistotu tvoří nejistota typu B, tedy odchylka měřidla a vliv lidského faktoru.

Tabulka 3.8: Naměřené hodnoty při testu přesnosti pohybu motorku

Číslo měření (i)	Naměřená vzdálenost [mm]	Číslo měření (i)	Naměřená vzdálenost [mm]
1	15,000	26	15,000
2	15,000	27	15,000
3	15,000	28	15,000
4	15,000	29	15,000
5	15,000	30	15,000
6	15,050	31	15,050
7	15,050	32	14,950
8	15,000	33	15,025
9	14,975	34	15,000
10	15,000	35	15,000
11	15,000	36	14,950
12	15,000	37	15,000
13	15,000	38	14,975
14	15,000	39	15,000
15	15,050	40	14,975
16	15,050	41	15,000
17	15,000	42	15,000
18	15,025	43	15,000
19	15,000	44	15,000
20	15,000	45	15,000
21	14,950	46	14,950
22	15,000	47	15,050
23	15,000	48	15,000
24	15,000	49	15,000
25	14,950	50	15,000

### Bezpečnost umístění výměníku na rentgenku

Již v sekci č. 1.1, konkrétně na obrázku č. 1.2, je znázorněno schéma rentgenky. Z obrázku je patrné, že v prostoru, kde dochází ke vzniku rentgenového záření je vakuum. Námi navrhované umístění motorizovaného výměníku je na kryt rentgenky, který vakuum v rentgenové trubici udržuje. Kdyby došlo k narušení vakua, tak by se generace rentgenového záření v tomto přístroji nespustila. V této části se tedy budeme zabývat ověřením toho, zda umístění motorizovaného výměníku pomocí 3 šroubů na kryt rentgenky neomezí chod přístroje Rigaku Nano 3DX.

V případě, že by se jednalo o kryt tlakové nádoby, hrozilo by, že dojde k zániku sevření mezi krytem a rentgenkou. Zde se ovšem jedná o opačný případ, jelikož za krytem je podtlak, který jej přitahuje k rentgence. Těsnost mezi rentgenkou a přístrojem zabezpečuje O-kroužkové těsnění tloušťky 2,62 mm. Toto těsnění je vloženo do těsnící spáry. Pro jeho správnou funkčnost vyžaduje toto těsnění určitý přítlak. Jelikož na spoj přidáváme dodatečnou hmotnost způsobující klopný moment krytu směrem od rentgenky, mohlo by dojít k zániku dostatečného přítlaku. I přesto, že zátěž, kterou na spoj ovšem přivádíme, je velmi nízká (505 g) bylo provedeno aproximativní analytické ověření. Výpočet popsání problematiky s komentovaným postupem je uveden níže.

Nejprve jsme si vypočítali polohu těžiště výměníku. Následně jsme určili vzdálenosti těžiště od jednotlivých spojů. Poté jsme určili velikost klopného momentu působící na jednotlivé šrouby. Po výpočtu těžiště jsme zjistili velikost ramena  $d$  působící tíhové síly.

Velikost ramena působící tíhové síly:  $d = 16 \text{ mm}$

Hmotnost zátěže:  $m_v = 505 \text{ g}$

Tíhové zrychlení uvažované ve výpočtu:  $g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$

Velikost tíhové síly je:

$$F_g = m \cdot g \quad (3.8)$$

$$F_g = 4,905 \text{ N}. \quad (3.9)$$

Moment síly působící na šrouby je tedy

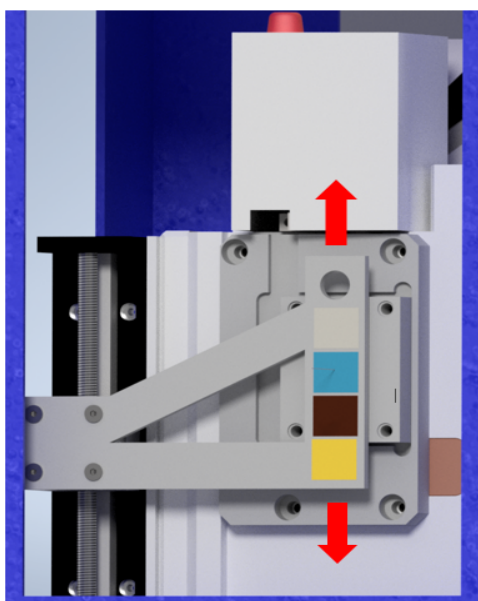
$$M_g = F \cdot d \quad (3.10)$$

$$M_g = 78,48 \text{ mNm}. \quad (3.11)$$

Vzhledem k tomu, že jsou využity šrouby pevnostní třídy 8.8 je tato působící momentová síla opravdu malá a nedojde tak k porušení funkčnosti těsnění.

### Reálná implementace výměníku na rentgenku přístroje Rigaku Nano 3DX

Po provedení všech výše zmíněných testů a výpočtů byl výměník rovněž otestován na rentgence, která je používána v přístroji Rigaku Nano 3DX. Z předchozího textu je patrné, že výměník spočívá v lineárním pohybu ve vertikálním směru. Držák filtrů tohoto přístroje je umístěn v rovnoběžné poloze s výstupním berylliovým okénkem rentgenky. Princip jeho posuvu a jeho vizualizace je znázorněn na obrázku č. 3.24. Reálné provedení připevněné na rentgence je znázorněno na obrázku č. 3.25. Na výměník byly nalepeny filtry a bylo provedeno několik kontrolních posuvů pro ověření jeho funkčnosti. Výměník se i na rentgence projevoval standardně, tedy stejně, jako při jeho testování mimo rentgenku, čímž byla ověřena jeho funkčnost.



Obrázek 3.24: Princip výměníku.



Obrázek 3.25: Reálný prototyp

### 3.3.7. Porovnání s komerčními výměníky

Již v podsekcí č. 2.3 byly ukázány tři komerčně dostupné automatické výměníky filtrů rentgenového záření. Všechna tato dostupná řešení se sice liší maximálním počtem filtrů, které je možné na výměník připevnit, ovšem jejich princip je velmi podobný. U všech tří produktů se jedná o rotační pohyb karuselovité hlavičky, která je umístěna hned za výstupní okénko z rentgenky. Tento typ výměníku by ovšem nebyl pro aplikaci do systému Rigaku Nano 3DX vhodný. Důvodem je například velmi malý prostor, pro vykonání rotačního pohybu v části stávajícího umístění filtrů. Dalším důvodem je veliký rozměr a komplikované umístění osy, která by od motoru přenášela otočný pohyb až k hlavičce s filtry.

Z těchto důvodů bylo potřebné navrhnout vlastní typ výměníku, který by svými rozměry a pohybem vyhovoval aplikaci do systému Rigaku Nano 3DX. Následující tabulka č. 3.9 slouží k přehlednému porovnání důležitých charakteristik jednotlivých přístrojů.

Tabulka 3.9: Srovnání všech výměníků uvedených v této práci.

-	Rigaku	GE	ZEISS	RXSolutions
Pohyb	Posuvný	Rotační	Rotační	Rotační
Počet filtrů	5	10	25	6
Upevnění	Pevné	Pevné	Vyměnitelné	Vyměnitelné
Výběr nejlepšího filtru	Uživatelský	Softwarový	Uživatelský	Uživatelský



# Závěr

Tato bakalářská práce se zabývá průmyslovou výpočetní tomografií. Hlavními cíli této práce jsou studium a simulace spekter rentgenového záření, a konstrukce motorizovaného výměníku filtrů rentgenového záření do přístroje Rigaku Nano 3DX umístěného v laboratoři rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT.

Nejprve byla v teoretické části této práce provedena rešerše zabývající se průmyslovou výpočetní tomografií. V této oblasti byl kladen důraz zejména na fyzikální podstatu procesů, které během tomografického měření obecně nastávají. Provedená rešerše pak byla také věnována studiu spektra rentgenového záření. Byly zde diskutovány hlavní faktory, ovlivňující buďto přímo tvar spektra RTG záření, nebo vlastnosti RTG záření vzhledem k tomografickým měřením. Z těchto faktorů byla největší pozornost kladena na jeho filtraci, neboť se přímo týká hlavních cílů této práce. V rámci teoretické části byl proveden průzkum komerčně dostupných automatických výměníků filtrů rentgenového záření, a také dostupných programů umožňujících simulaci spekter rentgenového záření. Z těchto programů byl tím nejkomplexnějším a v této práci nejvíce využívaným simulační program aRTist [32].

Praktická část této bakalářské práce se již věnovala konkrétně unikátnímu tomografickému systému Rigaku Nano 3DX. Nejprve zde byl popsán postup tomografického měření v tomto přístroji a následně i jeho nejvýznamnější vlastnosti. Pomocí simulačních programů aRTist [32] a SpekPy [34] byla nasimulována přesně ta spektra RTG záření, která jsou v přístroji Rigaku Nano 3DX využívána. Na základě těchto spekter jsme zjistili, že v případě použití chromové či měděné anody není filtrace generovaného záření potřebná, zejména z důvodu velmi nízké tvorby nízkenergetické složky RTG záření. Naopak v případě molybdenové a wolframové anody byl jednoznačně patrný potenciál přídavné filtrace. Díky tomuto zjištění jsme se věnovali výběru a optimalizaci filtrů RTG záření právě pro tyto dvě anody. Pro molybdenovou anodu byl, na základě poměru míry zvýšení střední energie a snížení fotonového toku, vyhodnocen jako nejefektivnější hliníkový filtr o tloušťce 0,1 mm. Na základě stejné analýzy jsme, pro wolframovou anodu, vyhodnotili nejlepším molybdenový filtr s tloušťkou pouhých 0,01 mm.

Filtraci rentgenového záření jsme poté experimentálně otestovali i na reálných měřeních. V prvním experimentu bylo provedeno měření rubínové kuličky. Jednalo se o materiál s vysokým koeficientem absorpce, na kterém jsme mohli pozorovat vliv Cupping artefaktu. Po použití přídavné filtrace došlo ke zmírnění vlivu tohoto artefaktu, což jsme tímto experimentem chtěli dokázat. V druhém pokusu jsme naopak měřili dřevěné párátko, jakožto příklad materiálu s nízkým koeficientem absorpce. Díky tomuto měření se nám tedy povedlo dokázat, že filtrace rentgenového záření není přínosná pro všechny typy měření, jelikož v tomto případě došlo vlivem filtrace ke zhoršení výsledných dat. V případě, že měřený vzorek je vyroben z materiálu s nízkým koeficientem absorpce, je lepší filtraci RTG záření nevyužívat. Naopak když měříme vzorek, který má koeficient absorpce vyšší, je filtrace RTG záření výhodná, jelikož tím minimalizujeme vliv některých artefaktů.

Cílem této práce byla konstrukce motorizovaného výměníku filtrů rentgenového záření do přístroje Rigaku Nano 3DX. V rámci této práce jsme vybrali pro výměník vhodné

umístění, které splňovalo požadavky na jednoduchou aplikaci do tohoto tomografického systému, bez nutnosti konstrukčních úprav. Následně byl tento výměník zkonstruován. Na základě těchto návrhů byl vyroben první funkční prototyp. Zároveň byl proveden návrh a zapojení elektronické části tohoto výměníku a vytvořena softwarová aplikace sloužící k jeho dálkovému ovládání. Funkčnost a spolehlivost tohoto výměníku byla následně prověřena na několika testech. Vzhledem k dobrým výsledkům během těchto testů byl rovněž tento výměník implementován přímo na rentgenový zdroj MicroMax-007 HF, který je využíván v Rigaku Nano 3DX. Standardním projevem tohoto prototypu i na rentgenovém zdroji se nám potvrdila jeho funkčnost.

# Literatura

- [1] MARTZ JR., Harry E., Clint M. LOGAN, Daniel J. SCHNEBERK and Peter J. SHULL. X-ray imaging: fundamentals, industrial techniques, and applications. Boca Raton: Taylor Francis, CRC Press, 2017. ISBN 978-0-8493-9772-1.
- [2] CHRISTOPH, Ralf a Hans Joachim NEUMANN, 2011. X-ray Tomography in Industrial Metrology. Freising: Sellier Druck. ISBN 978-3-86236-020-8.
- [3] SCHWARZOVÁ, Veronika, 2012. Výpočetní tomografie a magnetická rezonance v diagnostice mozku u dospělých. Olomouc. Bakalářská práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Fakulta zdravotnických věd. Vedoucí práce Doc. MUDr. Jaroslav Vo-máčka, Ph.D., MBA.
- [4] HSIEH, J. Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts, and Recent Advances [online]. SPIE Press, 2003. SPIE Press monograph. ISBN 978081944425
- [5] CARMIGNATO, Simone, Wim DEWULF a Richard LEACH, ed., 2018. Industrial X-Ray Computed Tomography. Cham, Switzerland: Springer International Publishing. ISBN 978-3-319-59573
- [6] MUSIL, Tomáš, 2015. Elektronový sluchátkový zesilovač. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Vedoucí práce Doc. Ing. Jiří Háze, Ph.D.
- [7] ULLMANN, Vojtěch. J A D E R N Á F Y Z I K A a FYZIKA IONI-ZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ [online]. [cit. 2021-02-14]. Dostupné z: <https://astronuklfyzika.cz/strana2.htm-3>.
- [8] <https://www.thermofisher.com/blog/mining/going-to-the-source-x-ray-tubes/>
- [9] BUSHBERG, Jerrold T., J. Anthony SEIBERT, Edwin M. LEIDHOLDT JR. a John M. BOONE, , Charles W. Mitchell, ed. The Essential Physics Of Medical Imaging. 3rd ed. Philadelphia, United States: Lippincott Williams and Wilkins, 2011, 1048 s. ISBN 978-0-7817-8057-5. Dostupné také z: <https://archive.org/details/JerroldT.BushbergJ.AnthonySeibertEdwinM.LeidholdtJr.JohnM.BooneTheEssentialPhysi/page/n1/mode/2up>
- [10] BLAŽEK, Pavel, 2018. STANOVENÍ NEJISTOTY MĚŘENÍ PRŮMĚRU DĚR OCELOVÝCH SOUČÁSTÍ POMOCÍ RENTGENOVÉ POČÍTAČOVÉ TOMOGRAFIE. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Ing. Dominika Kalasová.
- [11] STOCK, Stuart R., 2009. MicroComputed tomography : methodology and applications: Methodology and Applications. Boca Raton: CRC Press. ISBN 978-1-4200-5876-5.
- [12] KALASOVÁ, Dominika. Využití fázového kontrastu v rentgenové počítačové tomografi. Brno, 2016. 68 s. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš ZIKMUND

- [13] X-RAY IMAGING DETECTOR: Compact 2D X-ray CCD and sCMOS camera. Rigaku.com [online]. [cit. 2021-02-15]. Dostupné z: <https://www.rigaku.com/products/detectors/micron-lc>
- [14] X-RAY Detector [online]. 21 [cit. 2021-02-15]. Dostupné z: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e09\\_handbook\\_xray\\_detectors.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e09_handbook_xray_detectors.pdf)
- [15] KAK, Avinash C. and Malcolm SLANEY. Principles of computerized tomographic imaging. New York: IEEE Press, 1999. ISBN 08-794-2198-3
- [16] FESSLER, J.A. Fundamentals of CT Reconstruction in 2D and 3D. Comprehensive Biomedical Physics [online]. Amsterdam: Elsevier, 2014, 2014, [cit. 2021-03-02]. ISBN 9780444536327.
- [17] ZEMEK, Marek, 2018. Algoritmy pro rekonstrukci obrazu z projekcí. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Vedoucí práce Ing. Martin Mézl, Ph.D.
- [18] GUY, Tolley a Yue SHENG. BEAM HARDENING – WHAT IS IT AND HOW TO REDUCE IT. North Star Imaging [online]. 12. 2. 2016 [cit. 2021-03-29]. Dostupné z: <https://4nsi.com/blog/2016/02/12/beam-hardening/>
- [19] BARRETT, Julia F. a Nicholas KEAT. Artifacts in CT: Recognition and Avoidance1. RadioGraphics. 2004, vol. 24, no. 6, s. 1679–1691. ISSN 0271-5333, 1527-1323. Dostupné z: doi:10.1148/rg.246045065.
- [20] PRASANN, Vachhani a Derik L VACHHANI, PEH, Wilfred C. G., ed., 2017. Pitfalls in Musculoskeletal Radiology: Computed Tomography Artifacts. Cham: Springer. ISBN 978-3-319-53496-1.
- [21] MYEONGKYU, Lee, 2016. X-Ray Diffraction for Materials Research. Oakville: Apple Academic Press, 297 s. ISBN 978177188299-6.
- [22] SEMAT, Henry a John R. ALBRIGHT, 1973. Introduction to Atomic and Nuclear Physics. 5th edition. London: Chapman and Hall. ISBN 978-1-4615-9701-8.
- [23] RadioGraphics: Factors Affecting X-ray Spectra, 1993. 1993. RSNA, 1406 s. ISSN 1527-1323. Nickoloff, Bermann. Dostupné také z: <https://doi.org/10.1148/radiographics.13.6.8290728>
- [24] BUSHONG, Stewart Carlyle, 2013. RADIOLOGIC SCIENCE FOR TECHNOLOGISTS: PHYSICS, BIOLOGY, AND PROTECTION. 10th. Houston, Texas: Elsevier. ISBN 978-0-323-08135-1.
- [25] BRANDMÜLLER, Torsten. D CT. In: Wikipedia Commons [online]. 15 September 2009 [cit. 2021-02-15]. Dostupné z: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=59928850>
- [26] Rentgenové záření, 2001-. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation [cit. 2021-02-14]. Dostupné z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Rentgenov>

- [27] BOAS, F. Edward a Dominik FLEISCHMANN. CT artifacts: causes and reduction techniques. *Imaging in Medicine* [online]. 2012 [cit. 2021-02-15], vol. 4, no. 2, s. 229–240. Dostupné z: <http://www.edboas.com/science/CT/0012.pdf>
- [28] Park HS, Chung YE, Seo JK. 2015 Computed tomographic beam-hardening artefacts: mathematical characterization and analysis. *Phil. Trans. R. Soc. A* 373: 20140388. Dostupné z: <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2014.0388>
- [29] Baker Hughes Digital Solutions [online], 2021. [cit. 2021-04-21]. Dostupné z: <https://www.bakerhughesds.com/>
- [30] Zeiss [online], 2021. Oberkochen: Carl Zeiss [cit. 2021-04-22]. Dostupné z: <https://www.zeiss.com>
- [31] RX Solutions <https://www.rx-solutions.com/en/our-company-1247>, [online], 2021 [cit. 2021-04-22]
- [32] BELLON, Dr. Carsten. ARTist - Analytical RT Inspection Simulation Tool [online]. 2016-07-04 [cit. 2021-04-20]. Dostupné z: [www.artist.bam.de](http://www.artist.bam.de)
- [33] POLUDNIKOWSKI, G., G. LANDRY, F. DEBLOIS, P. M. EVANS a F. VERHAEGEN. SpecCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes.
- [34] POLUDNIKOWSKI, G., R. BUJILA, A. OMAR. SpecPy: a powerful and free software toolkit for calculating and manipulating x-ray tube spectra
- [35] GALLIS, Michael R. X-Ray Spectrum Model [online]. 13. 07. 2014 [cit. 2021-04-21]. Dostupné z: <https://www.compadre.org/osp/items/detail.cfm?ID=13241>
- [36] Anaconda Software Distribution. (2020). Anaconda Documentation. Anaconda Inc. Retrieved from <https://docs.anaconda.com/>
- [37] TAKEDA, Yoshihiro and Kensaku HAMADA. A primer on the use of the nano3DX highresolution X-ray microscope. *Rigaku Journal* 2015
- [38] Kazuhiko Omote, Yoshihiro Takeda, Raita Hirose and Joseph D. Ferrara. In situ microscopic structural investigations with a three-dimensional X-ray microscope: nano3DX. *Rigaku Journal* 2017
- [39] MCCOLLOUGH, Cynthia H. a kol. Dual- and Multi-Energy CT: Principles, Technical Approaches, and Clinical Applications. *Radiology* [online]. 2015, 276(3), 637–653 [cit. 2021-04-15]. DOI: 10.1148/radiol.2015142631. ISSN 0033- 8419. Dostupné z URL: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4557396/>
- [40] GREENWOOD N. N., EARNSHAW A. *Chemie prvků. Sv. 2. Prof. Ing. František Jursík, CSc.. Praha : Informatorium, 1993. 1. vyd. ISBN 80-85427-38-9.*
- [41] X-Ray Data Booklet. In: X-Ray Data Booklet [online]. [cit. 2021-5-7]. Dostupné z: <https://xdb.lbl.gov/Section1/Table1-2.pdf>

- [42] MITTAL, Anish, Anush Krishna MOORTHY a Alan Conrad BOVIK, 2012. No-Reference Image Quality Assessment in the Spatial Domain. IEEEExplore. Austin, Texas, 2012(4695), 14. Dostupné z: doi:10.1109/TIP.2012.2214050
- [43] HOLČÍK, Jiří, KOMENDA, Martin (eds.) a kol. Matematická biologie: e-learningová učebnice [online]. 1. vydání. Brno: Masarykova univerzita, 2015. ISBN 978-80-210-8095-9.
- [44] MICHELSON, A., 1995. Studies in optics. Toronto: General Publishing. ISBN 0-486-68700-7.
- [45] KUMAR, Jayant, Francine CHEN a David DOERMANN, 2012. Sharpness Estimation for Document and Scene Images [online]. ICPR, 2012, 4 [cit. 2021-5-14]. ISSN 978-4-9906441-1-6. Dostupné z: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download;jsessionid=33CD0038A0D2D24AE2C4F1A30B6EF1A4?doi=10.1.1.359.7002rep=rep1type>
- [46] Autodesk Inventor. cadstudio. [Online] [cit. 2021-5-18].<http://www.cadstudio.cz/inventor>.
- [47] Hadex [online], 2020. [cit. 2021-4-20]. Dostupné z: <https://www.hadex.cz/m515a-driver-radic-pro-krokovy-motory-modul-hy-div268n-5a/>
- [48] Mikrokrokování: sny a skutečnost [online], 2016. [cit. 2021-5-14]. Dostupné z: <http://robodoupe.cz/2016/mikrokrokovani-sny-a-skutecnost/>
- [49] Arduino [online]. 2020 [cit. 2021-05-15]. Dostupné z <https://www.arduino.cc/>.
- [50] Processing [online]. 2020 [cit. 2021-05-15]. Dostupné z <https://processing.org/>
- [51] HIKVISION [online], 2020. [cit. 2021-05-15]. <https://www.hikvision.com/cz/>
- [52] KARPÍŠEK, Zdeněk, 2014. MATEMATIKA IV: STATISTIKA A PRAVDĚPODOB-  
NOST. Brno: AKADEMICKÉ NAKLADATELSTVÍ CERM. ISBN 9788021448582.

# Seznam použitých zkratek

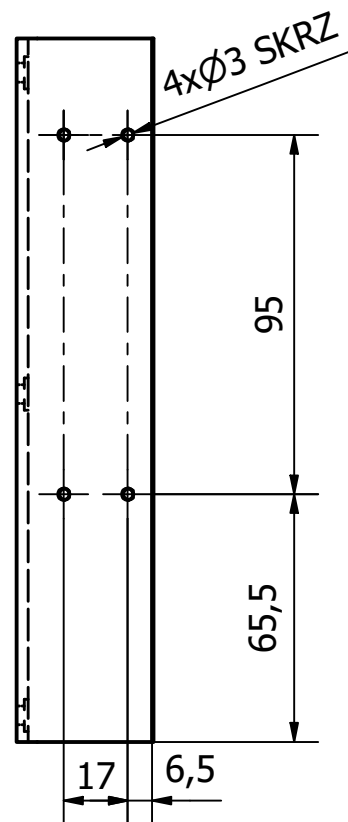
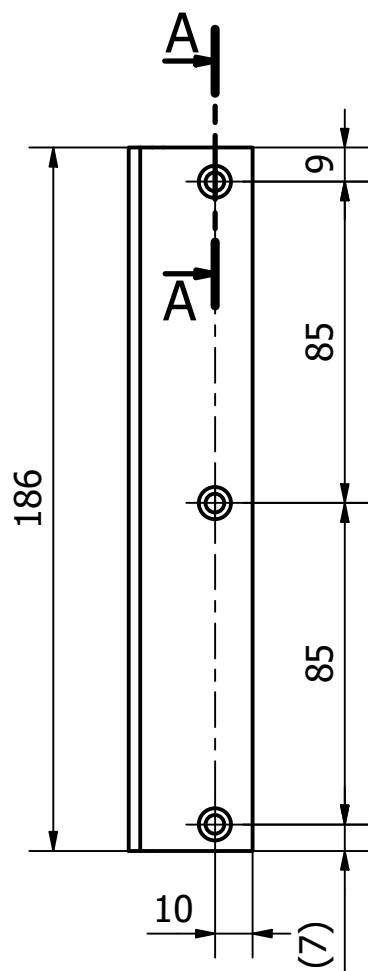
3D	trojrozměrný
a.u.	relativní jednotka (z anglického „arbitrary unit“)
BRISQUE	nereferenční technika vyhodnocení kvality obrazu (z anglického „blind referenceless image spatial quality evaluator“)
$c$	rychlost světla ve vakuu
CCD	druh senzoru (z anglického „Charge-coupled device“)
CEITEC VUT	Středoevropský technologický institut Vysokého učení technického v Brně
CMOS	druh senzoru (z anglického „Complementary Metal–Oxide–Semiconductor“)
CT	Výpočetní tomografie
DECT	duálně energetická výpočetní tomografie
$E$	energie
$e$	Eulerovo číslo
eV	elektronvolt
$F_g$	tíhová síla
FSS	velikost ohniska (z anglického „focal spot size“)
$g$	tíhové zrychlení
$h$	Planckova konstanta
$HVL$	střední energie
$I$	intenzita
$I_0$	počáteční intenzita
$J$	proudová hustota
k	Boltzmanova konstanta
kVp	z anglického „kilovolt peak“

$L$	tloušťka materiálu
$l$	hlavní kvantové číslo
$m$	magnetické kvantové číslo
$m$	hmotnost
$M_g$	moment síly
$m_v$	hmotnost výměníku
$N$	počet
$n$	vedlejší kvantové číslo
$q$	náboj
RTG	rentgenové
$s$	spinové kvantové číslo
$T$	teplota
$W$	výstupní práce
$Z$	protonové číslo
$\lambda$	vlnová délka
$\pi$	Ludolfovo číslo
$\tau$	koeficient fotoelektrického jevu
$\sigma$	koeficient Comptonova rozptylu
$\sigma_r$	koeficient nekoherentního Rayleighova rozptylu
$\mu$	lineární koeficient útlumu (absorbce)

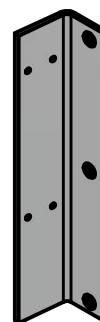
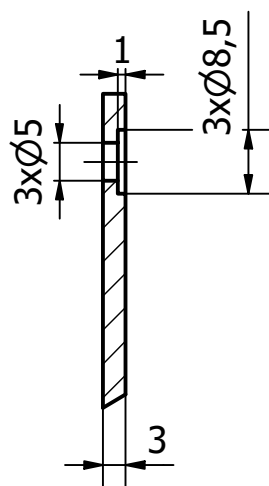
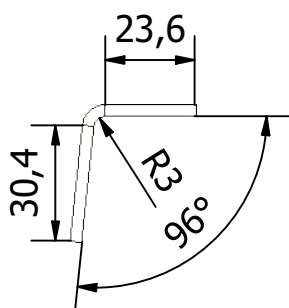



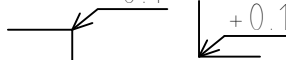

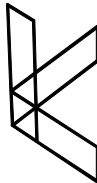
# Seznam příloh

Výkresy vyráběných součástí

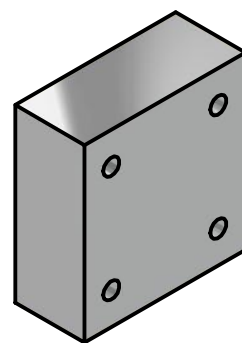
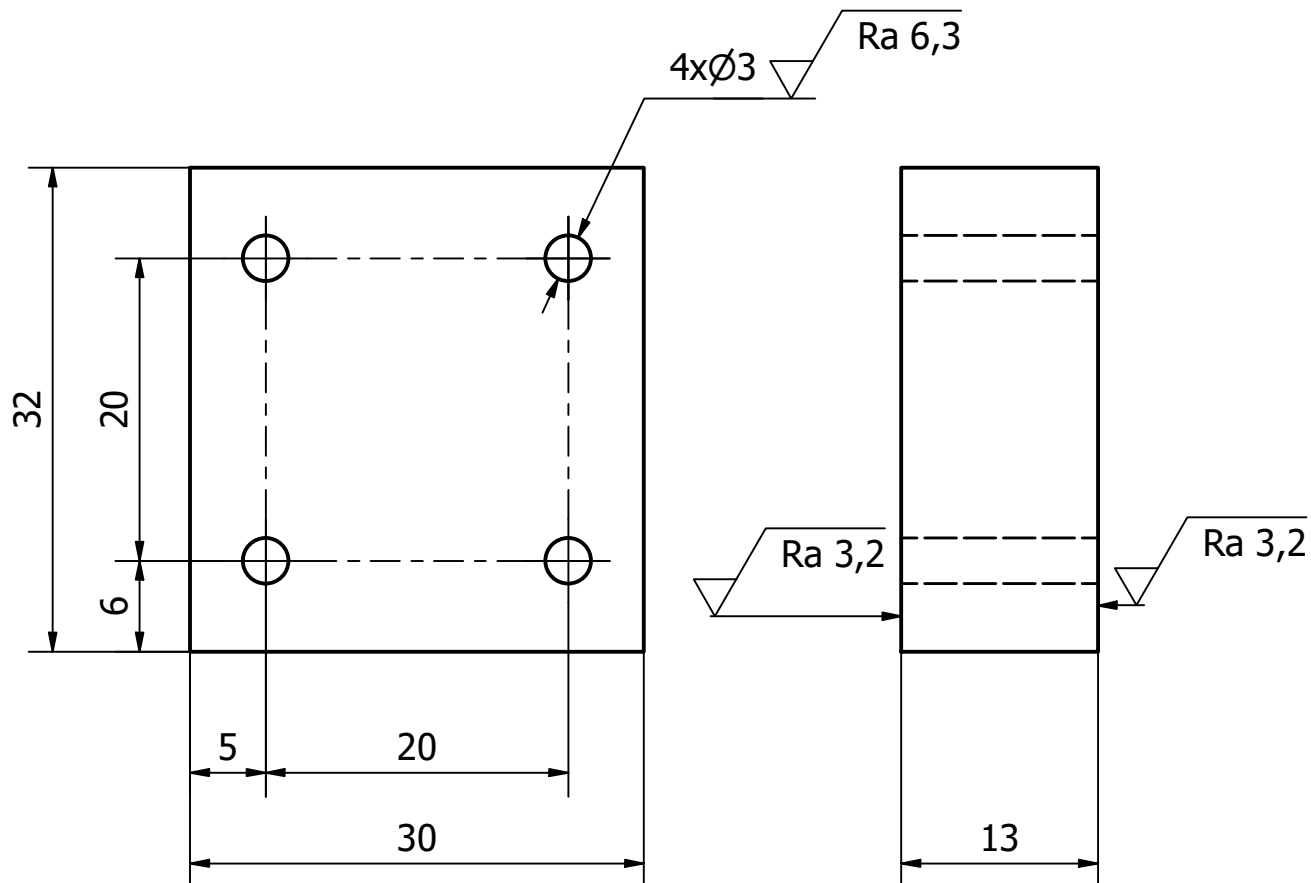




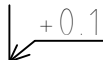

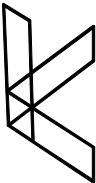
A-A ( 1 : 1 )

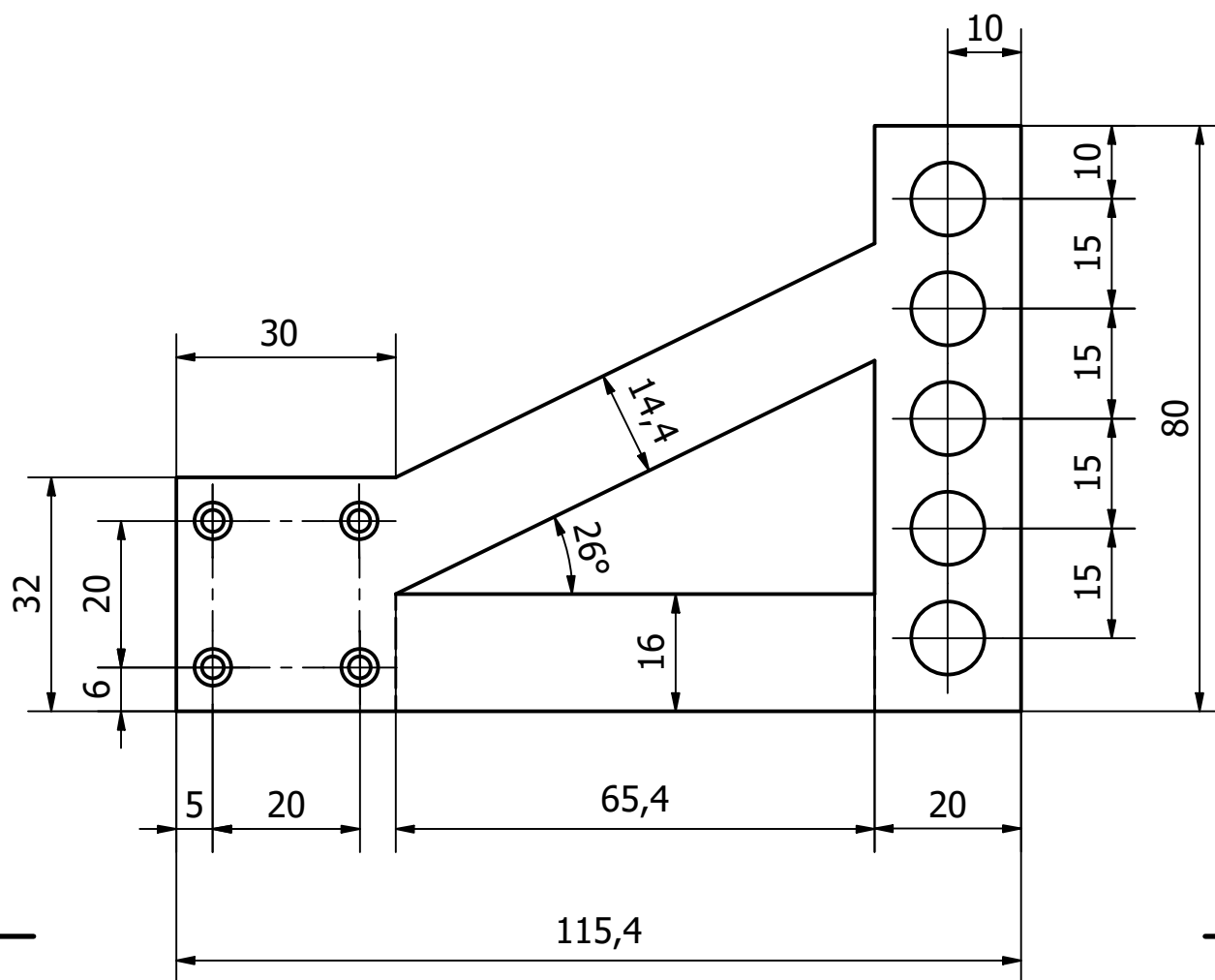


Drsnost povrchu 		Hrany 	Měřítko 1:1	Přesnost ISO 2768-mH Promítání 
Materiál EN AW 6063		Polotovar HLINÍKOVÝ PLECH, ČSN EN 485-4, 4x1250x2500	Hmotnost 0,09 kg	Sestava VÝMĚNÍK FILTRŮ Chráněno podle ISO 16016
  ÚSTAV KONSTRUOVÁNÍ	Druh dokumentu VÝKRES SOUČÁSTI		Název  ÚCHYT NA RENTGENKU	
	Kreslil L. MALEČEK			
	Schválil		Číslo dokumentu 13012021	
	Datum vydání 13.01.2021			

List 1/1



Drsnost povrchu 		Hrany  		Měřítka 1:1	Přesnost ISO 2768-mH Promítání  Sestava VÝMĚNÍK FILTRŮ
Materiál EN AW 6063	Polotovar	TYČ HLINÍKOVÁ ČTVERCOVÁ, ČSN EN 755-4, 32		Hmotnost 0,03 kg	Chráněno podle ISO 16016
  ÚSTAV KONSTRUOVÁNÍ	Druh dokumentu VÝKRES SOUČÁSTI		Název  NÁSTAVEC		
	Kreslil L. MALEČEK				
	Schválil		Číslo dokumentu 13012021		
	Datum vydání 14.01.2021				
			List 1/1		



Drsnost povrchu 	Hrany 	Měřítko 1:1	Přesnost ISO 2768-mH
			Promítání
			Sestava VÝMĚNÍK FILTRŮ
Materiál EN AW 6063	Polotovár HLINÍKOVÝ PLECH, ČSN EN 485-4, 4x1250x2500	Hmotnost 0,04 kg	Chráněno podle ISO 16016
	Druh dokumentu VÝKRES SOUČÁSTI	Název DRŽÁK FILTRŮ	
	Kreslil L. MALEČEK		
	Schválil	Číslo dokumentu 13012021	
	Datum vydání 08.02.2021		